ANALES

DE LA

SOCIEDAD CIENTIFICA ARGENTINA

DIRECTOR: EMILIO REBUELTO

TOMO CXLIV

BUENOS AIRES
CALLE SANTA FE 1145
—
1947

CONTRIBUCION A LA FISICA DE LOS GRANOS COSMICOS

POR

FELIX CERNUSCHI

Asociación para el Progreso de los Estudios Superiores. Buenos Aires

SUMMARY

The existing theories on the formation of « cores » of condensation and crystals in interstellar space are analysed and criticized. The possibility of growth (or lack of) of the cosmic grains, out of the average accepted physical condicions of the interstellar gas, is investigated taking into account different possible alternatives.

It is found out that, under existing average conditions of the interstellar matter, it is very unlikely the formation of « cores » of condensation and the growth of the existing grains. As it appears rather impossible the formation and growth of the cosmic grains in the way assumed in the previous theories, it is given an alternative hypothesis to explain the origin of the cosmic grains. We suggest that they were formed in the early stages of the expansion of the Universe and in the explosions of desintegrations of some supernovae.

We have applied, with certain modifications, the wavemechanical theory, for the interaction or gas particles with the surfaces of crystals, developed by Lennard-Jones and his co-workers. The derived value for the accomodation coefficient for the cosmic gas on the cosmic grains is $\alpha < 0{,}35$. From this value it is found that the surface of a grain at 3° K produces a perturbation on the average velocity of a colliding atom with a speed corresponding to 10.000° K, but that this perturbation is not strong enough to produce appreciable adsorption. The escaping atoms will have on the average a velocity temperature greater than 6.500° K. We conclude, therefore, that the cosmic grains cannot grow by an adsorption process if the velocity of the cosmic gas is of the order of 10.000° K, as it is admitted. It is considered Spitzer's idea that the temperatur of the cosmic gas ought to be different in the HII and HI regions.

An analysis of the probable electrical charges points to certain weak points in the theories of Jung and Spitzer. We arrive at the conclusion that the metallic cosmic grains would, in the HII regions, have an electrical potential positive when the dilution coefficient W is greater than 10^{-12}, whereas for $W = 10^{-14}$ the potential is of about $-0{,}7$ volts. In the HI regions, which occupy 90 % of interstellar space, the electric potential is probably 0,8 volts, since at least a fraction of the cosmic grains are in all probability dielectric substances, we consider the probable electrical potentials also for this case. We conclude that it must be positive, but close to zero.

This paper is a more extensive one, with some new points, considerations and conclusions, than the one about the « Physics of the Cosmic Grains » which the author has developed when he was working at Harvard College Observatory with Professor Bart J. Bok as a Guggenheim Fellow and associate research.

I

Introducción

Es un hecho perfectamente bien constatado que el espacio inter-estelar está lleno de gas y granos de materia [1]. La densidad media del gas en el espacio inter-estelar es de alrededor de 10^{-24} gm/cm^3; el elemento predominante es hidrógeno. La densidad media de los granos cósmicos es del orden de 10^{-26} gm/cm^3; en las nebulosas negras más densas, esta densidad puede alcanzar valores de 10^{-24} gm/cm^3 o aún superiores. Los granos cósmicos no están uniformemente distribuídos en el espacio; sino que aparecen especialmente en nubes en el plano galáctico. El diámtro promdio de los granos es del orden de magnitud de 10^{-5} cm. La temperatura del gas cósmico, causada por la ionización producida por los quanta de la luz estelar y los choques entre electrones y átomos, es de alrededor de 10.000° K. La temperatura de los granos, cada uno de los cuales, en promedio, contiene un número de átomos aproximadamente igual a 10^9, corresponde a la temperatura de minúsculos cuerpos negros en equilibrio con la radiación diluída del espacio inter-estelar. Eddington [2] determinó que la radiación media en el espacio interestelar es igual a la que producirían 2.000 estrellas de primera magnitud; aplicando la ley de Stefan se obtiene una temperatura media para los granos de alrededor de 3° K. Cálculos más laboriosos y minuciosos proporcionan aproximadamente el mismo valor.

Los granos cósmicos son considerados metálicos por muchos investigadores, por ejemplo, de hierro; pero con respecto a este punto no hay uniformidad de opinión entre los investigadores. Algunos

(1) Para una información general sobre el tema, recomendamos: Theodore Dunham, *Proc. Am. Ph. Soc.* **81**, 277 (1939); E. Schoenberg y H. Lembrech, *Erg. d. Ex. Natwiss.* (1940); C. S. Beals, *Popular Ast.* **52**, 209 (1944); Otto Struve, *J. Wash. Ac. of Sc.* **31**, 217 (1941); C. Schalén, *Uppsala Annals*, **1**, N° 2 (1939); *Up. Medd.* **58** (11934); J. L. Greenstein, Harvard Circ. N° 422 (1937); Lymen Spitzer, *Ap. J.* 03, 369 (1941), **94**, 232 (1941), **95**, 329 (1942).

(2) A. Eddington. — *Int. Const.*, Cap. 13.

autores han sugerido que los granos pueden ser cristales dieléctricos; existe según otros la posibilidad de la presencia de cristales de hielo en el espacio inter-estelar, como fué primeramente sugerido por Eddington; el autor no cree en esta posibilidad por razones que luego expondrá. Si todos los granos cósmicos fueran metálicos, el porcentaje de los elementos metálicos sería mayor en el espacio inter-estelar que el valor que se podría esperar de la conocida distribución de los elementos en las estrellas. Probablmente hay granos cósmicos de muchas substancias diferentes; predominando las partículas dieléctricas. Un conocimiento exacto de la composición de las granos que existen en el espacio inter-estelar es de fundamental importancia para las consideraciones teóricas sobre el origen y posibilidad de crecimiento de los mismos, sus cargas eléctricas y sus interacciones con el gas y la radiación diluída; este conocimiento es fundamental también para la elaboración de teorías sobre la formación y evolución de las nebulosas negras, y el desarrollo de una teoría cosmogónica más completa que las existentes.

El presente trabajo se refiere principalmente a un examen crítico de las teorías existentes de formación de cristales en el espacio inter-estelar, la interacción de los granos con el gas cósmico y las probables cargas eléctricas de los mismos. Presentaremos también nuevas sugestiones respecto al origen de los granos cósmicos.

Lindblad ([3]) supone que, debido a las temperaturas extremadamente bajas de los granos, cada partícula de gas que choque con la superficie de éstos se congela y es capturada para siempre. Con esta hipótesis llega a la siguiente fórmula para la masa de un grano cósmico en función del tiempo:

$$m = 10^{36} (\delta t)^3 \quad (t \text{ se mide en años}) \qquad [1]$$

donde δ es la densidad del gas.

Para $\delta = 10^{-26}$ gm/cm³ y $t = 10^{-9}$, la masa de los granos cósmicos será de 10^{-15} gm, la que es del orden de magnitud de la correspondiente en promedio a la de los granos cósmicos, si uno acepta una densidad media para la materia en estas partículas de alrededor de 5 gm/cm³. Para $\delta = 10^{-24}$ gm/cm³, la que resulta un valor para la densidad del gas más razonable de acuerdo a los modernos trabajos observacionales, se tendría $m = 10^{-9}$ gms, a la que corres-

([3]) B. Lindblad. — *Nature*, **135**, 133 (1935).

pondería un radio 10^{-3} cm $< r <$ 10^{-2} cm, el que resultaría demasiado grande.

De la ecuación [1] vemos que de acuerdo a la teoría de Lindblad, la masa de los granos se incrementaría como el cubo de δt. Esto tiene diversas consecuencias. Si en cierto momento en el pasado, la densidad media del gas excedía al valor que tiene en la actualidad por un factor, por ejemplo, de diez (lo que por cierto no es improbable en base a la teoría de la expansión del universo), el crecimiento hubiera sido mil veces más rápido que el que se operaría en la actualidad. Además, notamos que nuestra galaxia ha estado presumiblemente en su estado presente por alrededor de 3×10^{-9} años, lo que suministra un factor extra 27 en el cálculo de la masa. Desde que consideraciones similares a ésta se aplican también a las diferentes modificaciones existentes de la teoría de Lindblad, concluímos que los valores de las masas obtenidas de acuerdo a estas teorías son superiores a los sugeridos por las observaciones directas. .

La teoría de Lindblad ha sido modificada y mejorada por distintos autores ([4]). Van de Hulst ([5]) deriva la siguiente relación para el crecimiento de la masa de un grano:

$$\frac{dm}{dt} = \sum_i m_i \, n_i \, \pi \, r^2 \, V_i \, \beta_i \, \gamma_i \qquad [2]$$

donde n_i = número de átomos del tipo i por cm^3; γ_i = probabilidad que el átomo capturado de masa m_i no dejará la partícula; β_i es el factor que representa la perturbación en la probabilidad de choque provocada por las fuerzas eléctricas que pudieran existir entre el ion y el grano; V_i = velocidad media del átomo i con respecto al grano.

De [2] se obtiene rápidamente:

$$\frac{dr}{dt} = \frac{\sum_i \beta_i \, \gamma_i \, \delta_i \, V_i}{4 \, \rho} \qquad [3]$$

donde ρ es la densidad media de un grano. Suponiendo que el miem-

([4]) D. Ter Haar, H. C. van de Hulst, J. H. Oort y A. J. J. van Woerkom, *Med. T. Natuurk* **10** (Agosto, 1943).

([5]) *Ned. T. Natuurk* **10**, 251 (Agosto, 1943).

bro de la derecha de [3] es constante durante el crecimiento, se obtiene de inmediato:

$$t = \frac{4 \rho r m}{\sum_i \beta_i \gamma_i \delta_i V_i} \qquad [4]$$

para el tiempo requerido para que un grano adquiera un radio r_m. Fuera de la introducción de los coeficientes β_i y γ_i, la teoría de Van de Hulst es esencialmente idéntica a la de Lindblad; en ambas se supone la existencia de un proceso de condensación. La introducción de los coeficientes β_i y γ_i, los que no son calculados en su teoría, afecta la velocidad del crecimiento; pero no altera la naturaleza del proceso. Estos coeficientes son sumamente difíciles de evaluar para los diferentes elementos del espacio inter-estelar. Si se desea explicar la formación de los granos existentes por un proceso de condensación del gas inter-estelar en las condiciones prevalentes en el presente, el procedimiento más simple sería suponer que, en promedio, solamente una fracción del gas puede ser capturada por la superficie de los granos. En este caso se obtendría en lugar de [1]:

$$m = 10^{6} (\gamma \, \delta \, t) . \qquad [5]$$

Si tomamos $m \backsim 10^{-15}$ gms, $\delta \backsim 10^{-24}$ gm/cm^3 y $t = 3 \times 10^{9}$ años, encontramos que $\gamma \backsim 3 \times 10^{-3}$. Consecuentemente, podemos «explicar» la formación de los granos cósmicos admitiendo la existencia de un proceso de condensación y un coeficiente medio de captura por átomo del orden de 3×10^{-3}. Notamos que de esta manera es siempre posible encontrar concordancia entre la observación y la teoría; por lo tanto, tal acuerdo no significa que nuestra hipótesis sea necesariamente correcta. Nos preguntamos, por consiguiente, si puede existir alguna confirmación física, independiente de la mencionada hipótesis, que los granos cósmicos puedan ser el resultado del crecimiento de núcleos de condensación en el gas cósmico en las condiciones medias físicas existentes en el espacio inter-estelar. Investigaremos este punto en las secciones II y III.

Van de Hulst esquiva la dificultad del crecimiento demasiado rápido de los granos, que resulta de las teorías que hemos mencionado, suponiendo que el hidrógeno y el helio no se adhieren a la superficie de los granos, pero que todos los otros elementos son adsorbidos definitivamente. El tamaño predicho de las partículas po-

dría entonces ser obtenido mediante un ajustamiento de la abundancia de los elementos presentes. Esta hipótesis, sin embargo, no debe ser admitida sin una confirmación independiente mediante experimentos de laboratorio, o por lo menos, en base a consideraciones desarrolladas con teorías cuya validez no sea discutible. Nuestro estudio teórico en la sección III indica que dicha hipótesis no es correcta.

Otro punto débil en las teorías existentes del crecimiento de los granos cósmicos, es que admiten implícitamente que cada uno de ellos está formado por átomos de muchas clases distintas. Es muy difícil comprender desde un punto de vista físico-químico, cómo sería posible la formación de tales granos heterogéneos. De acuerdo con las teorías de equilibrio físico-químico resultaría mucho más probable que estos granos fueran o pequeños cristales formados por la cooperación de átomos de solamente pocas clases, o gotas metálicas.

Ter Haar (6) ha desarrollado una teoría detallada para la formación de moléculas diatómicas en el espacio inter-estelar. Esta teoría, basada en el estudio detallado de los distintos procesos involucrados, ha sido recientemente extendida y mejorada por Kramers y Ter Haar (7).

Daremos en la próxima sección una teoría de equilibrio para la formación de moléculas en el espacio inter-estelar, en una forma que nos resulta más satisfactoria que la dada por Swings y Rosenfeld (8). Nuestras fórmulas finales, que están de acuerdo con las dadas por estos autores, serán usadas en un análisis crítico de algunos de los resultados obtenidos por Kramers y Ter Haar.

II

Consideraciones críticas sobre la formación de núcleos de condensación en el espacio interestelar

Considerando en un gas la formación de moléculas A_1A_2 que pueden formarse de los átomos A_1 y A_2, debemos recordar que podamos tener dos procesos elementales diferentes, uno en el que participan tres partículas en un mismo choque: $A_1 + A_2 + A_3 = A_1A_2 + A'_3$;

(6) Ter Haar. — *Ap. J.* **100**, 288 (1944).
(7) Kramers y Ter Haar. – *B. Ast. Inst. Netherlands*, **10**, 139 (1946).
(8) Swings y Rosenfeld. — *Ap. J.* **86**, 483 (1937); **95**. 270 (1942).

y otro de tipo fotoquímico: $A_1 + A_2 = A_1A_2 + h\nu$. Concentraremos nuestra atención en el último, porque suministra una mayor cantidad de moléculas en equilibrio con la radiación diluída que el primer proceso; y, como veremos, ni aún así es posible obtener el número necesario de núcleos de condensación del gas cósmico, en sus condiciones físicas medias indicadas, para explicar de esa manera la formación de los granos cósmicos.

El estado de equilibrio de un gas en el cual tiene lugar solamente la siguiente reacción simple: $A_1 + A_2 \rightleftarrows A_1A_2$, queda definido por la bien conocida ley de acción de masa (9).

$$\frac{\overline{M}_1\overline{M}_2}{\overline{M}_{1,2}} = \frac{f_1(T)\,f_2(T)}{f_{1,2}(T)} \qquad [6]$$

donde $\overline{M}_1, \overline{M}_2$ y $\overline{M}_{12}$ son respectivamente los números medios de átomos A_1, A_2 y moléculas A_1A_2 en equilibrio. $f_1(T)$, $f_2(T)$ y $f_{1,2}(T)$ son las correspondientes funciones de partición de los átomos libres y moléculas respectivamente; y vienen dadas por las expresiones siguientes:

$$f_1(T) = \frac{(2\pi m_1 kT)^{3/2} V}{h^3}\,\omega_1$$

$$f_2(T) = \frac{(2\pi m_2 kT)^{3/2} V}{h^3}\,\omega_2 \qquad [7]$$

$$f_{1,2}(T) = \frac{\{2\pi (m_1 + m_2) kT\}^{3/2} V}{h^3}\,b'(T)$$

Aquí, m_1 y m_2 son las masas de los correspondientes átomos; w_1 y w_2 son los pesos de los estados de energía mínima de los átomos A_1 y A_2 respectivamente; $b'(T)$ es la función de partición correspondiente a las energías interna y de rotación de la molécula A_1A_2. Si consideramos el nivel de energía cero como el correspondiente al estado más bajo posible en la molécula y designamos por ε la energía necesaria para romper una molécula en su estado de energía mínimo en dos átomos libres en reposo, podemos escribir la relación [6] en la forma:

$$\frac{n_1 n_2}{n_{1,2}} = \left(\frac{2\pi m_1 m_2 k}{m_1 + m_2}\right)^{3/2} \frac{T^{3/2}}{h^3}\, e^{-\frac{\varepsilon}{kT}}\, \frac{\omega_1\omega_2}{b(T)} \qquad [8]$$

(9) R. H. Fowler. — *Statistical Mechanics*, 160 (segunda edición, 1936).

donde las enes representan los números de las correspondientes partículas por cm^3.

Nos preguntamos en primer lugar qué valor debemos tomar para $b(T)$ cuando, en vez de tener radiación en equilibrio con la temperatura T, se tiene radiación diluída. Si $T \rightarrow 0$, $b(T) \rightarrow w_{1,2}$, el peso del estado posible más bajo de energía. Bajo las condiciones prevalecientes en el espacio inter-estelar. todas las moléculas se encontrarán, prácticamente, en el estado energético interno más bajo. Se podría esperar una rotación de las moléculas, a la que correspondería la función de partición clásica

$$r(T) \sim \frac{8\,\pi^2\,AkT}{h^2},$$

donde A es el momento de inercia. Si despreciamos la rotación, tenemos $b(T) \backsim w'_{1,2}$, donde $w'_{1,2}$ es el peso correspondiente al estado de energía interna más bajo de las moléculas en equilibrio con la radiación diluída. Cuando un quantum $h\nu \geqq \varepsilon$ choca a una molécula, ésta puede romperse en dos átomos y, viceversa, cuando dos átomos chocan pueden formar una molécula y el exceso de energía ser emitido, en forma de un quantum de luz. Llamamos $B^2{}_1(\nu)I(\nu)dtd\nu$ a la probabilidad de que una molécula en el estado más bajo de energía interna, bajo la influencia de radiación de intensidad $I(\nu)d\nu$, se separe en dos átomos mediante la observación de un quantum $h\nu$. El número total de quanta $h\nu$ absorbidos en la unidad de tiempo por unidad de volumen, de una radiación diluída $I(\nu)w$, donde w es el coeficiente de dilución, se expresará por:

$$n_{1,2}\,P_1{}^2\,(\nu)\;T\,(\nu)\;w\;d\gamma\,. \qquad [9]$$

El número de choques entre átomos de distintos tipos en la unidad de tiempo en los que la energía cinética del movimiento relativo se encuentra entre η y $\eta + d\eta$ viene dada por [10]:

$$\frac{2\,n_1\,n_2\,\sigma^2_{1,2}}{(kT)^{3/2}}\left[\frac{2\,\pi\,(m_1+m_2)}{m_1\,m_2}\right]^{\frac{1}{2}} e^{\,\frac{\eta}{kT}}\,\eta\,d\eta \qquad [10]$$

donde $\sigma^2_{1,2} = \frac{1}{2}(\sigma_1 + \sigma_2)$; σ_1 y σ_2 son los diámetros de los átomos. Llamamos el valor medio de la probabilidad de que de un tal en-

(10) R. H. Fowler. — *Loc. cit.*, p. 665.

cuentro resulte la formación de una molécula:

$$A_2'(\nu) + B_2'(\nu)\, I(\nu)\, w \qquad [11]$$

El número promedio de moléculas formadas por segundo será, por consiguiente:

$$\frac{2\, n_1\, n_2\, \sigma_{1,2}^2}{(kT)^{3/2}} \left[\frac{2\pi(m_1 + m_2)}{m_1\, m_2}\right]^{\frac{1}{2}} e^{-\frac{\eta}{kT}}\, \eta\, d\eta\, . \qquad [12]$$
$$.\,[A_2'(\nu) + B_2'(\nu)\, w],$$

donde se cumple la relación:

$$\eta = h\nu - \varepsilon\, . \qquad [13]$$

En un balance detallado, [9] y [12] deben ser iguales. De esta igualdad y usando [8], en la que escribimos $b(T) = w'_{1,2}$ en base a las razones dadas, se obtiene:

$$I(\nu)\, w = \frac{\dfrac{A_2'}{B_2'}}{\dfrac{B_1^2(\nu)\,(m_1 + m_2)\, h^2\, \omega_{1,2}}{B_2'(\nu)\, 2\, \sigma_{1,2}^2\, (2\pi)^2\, m_1\, m_2\, k^{3/2}\, \omega_1\, \omega_2\, \eta}\, e^{\frac{h\gamma}{kT}} - 1}\, . \qquad [14]$$

En el espacio inter-estelar para el estado de equilibrio, $I(\nu)$ en [14] se expresa por la ley de Planck y por lo tanto:

$$I(\nu) = \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}\, \frac{2\, h\, \nu^3}{c^2}\, . \qquad [15]$$

Como los coeficientes de probabilidad A_1^2, B_2^1 y B_1^2 tienen que ser independientes del coeficiente de dilución; vemos que el equilibrio puede ser conservado si el primer término en el denominador de [14] es grande con respecto a la unidad y si $w'_{1,2} = w_{1,2}\, w^{-1}$, donde $w_{1,2}$ es el peso del estado de energía más bajo de la molécula cuando la radiación no está diluída.

Teniendo en cuenta esto y las ecuaciones [14] y [15] se obtienen las siguientes relaciones importantes:

$$A_2^1 = B_2^1(\nu)\, \frac{2\, h\nu^3}{c^2}$$

$$B_1^2 = B_2'(\nu)\, \frac{2\, \sigma_{1,2}^2\, (2\pi)^2\, m_1\, m_2\, k^{3/2}\, \omega_1\, \omega_2\, \eta}{(m_1 + m_2)\, h^2\, \omega_{1,2}} = \qquad [16]$$

$$= A_2'(\nu)\, \frac{\sigma_{1,2}^2\, (2\pi)^2\, m_1\, m_2\, k^{3/2}\, c^2\, \omega_1\, \omega_2\, \eta}{h^3\, \nu^3\, (m_1 + m_2)\, c^2}$$

Por lo que ya ha sido demostrado, se encuentra una regla muy simple para el cálculo del número de moléculas en equilibrio con la radiación diluída.

Aplicamos al relación [8], en la que escribimos para una primera aproximación $b(T) = \omega_{1,2}$, y multiplicamos el número obtenido por el recíproco del coeficiente de dilución. Aplicando [8] al caso que los átomos sean H y C y la molécula CH, y tomando $w_1 = w_2 = w_{1,2} \simeq 1$, obtenemos para el número de moléculas de CH en el espacio inter-estelar:

$$n_{1,2} = n_1 n_2 w^{-1} 10^{-20} \qquad [17]$$

Si tomamos concentraciones (del orden de magnitud de las dadas por las observaciones), de 1 átomo de H y 10^{-2} átomos de C por cm³, y usamos para el coeficiente de dilución $w = 10^{-14}$, obtenemos:

$$n_{CH} \sim 10^{-8}/\text{cm}^3 . \qquad [18]$$

Este valor concuerda con el obtenido por Kramers y Ter Haar.

El camino más obvio de investigar la posibilidad de construir « núcleos de condensación », o pequeños cristales, en el gas cósmico en las condiciones físicas medias predominantes en el presente, es generalizando la teoría, que se ha dado para la formación de moléculas biatómicas, para el caso de moléculas más completas. Si se usan consideraciones similares para determinar el número de moléculas por cm³ de CH_2, CH_3 y CH_4 que podrían existir en condiciones de equilibrio en el espacio inter-estelar, se obtiene, en primera aproximación:

$$\begin{aligned} n_{CH_2} &\sim 10^{-6}\, n_{CH} \,.\, n_H \sim \frac{10^{-14}}{\text{cm}^3} \\ n_{CH_3} &\sim 10^{-6}\, n_{CH_2} .\, n_H \sim \frac{10^{-20}}{\text{cm}^3} \qquad [18'] \\ n_{CH_4} &- 10^{-6}\, n_{CH_3} .\, n_H \sim \frac{10^{-26}}{\text{cm}^3} , \end{aligned}$$

donde se ha tomado:

$$n_H = 1/\text{cm}^3 ;\, n_{CH_2} \sim n_{CH_2^+} ;\, n_{CH_3} \sim n_{CH_3^+} \text{ y } n_{CH} \sim 10^{-8}/\text{cm}^3$$

Hemos considerado estas moléculas, porque parecerían ser las que poseen la mayor probabilidad de formación en el espacio inter-estelar.

El número medio de granos por cm³ es del orden de:

$$\frac{10^{-26}\ \text{grs/cm}^3}{10^{-15}\ \text{grs}} = \frac{10^{-11}}{\text{cm}^3}. \qquad [19]$$

Comparando [18] con [19] vemos qeu el número de moléculas con tres átomos que podríamos esperar en las condiciones de equilibrio, es solamente 0,1 % del número probable de granos; el número de moléculas con cinco átomos es del orden de 10^{-15} por el número de granos. Consecuentemente nos resulta claro que no es posible explicar la formación de «núcleos de condensación» mediante el proceso de construcción de moléculas en las condiciones físicas medias del gas inter-estelar.

Es un hecho ya bien establecido que la corona solar tiene una temperatura de alrededor de 1.000.000° K. Es razonable suponer que la mayoría de las estrellas tengan coronas estelares a una temperatura mucho más alta que las correspondientes temperaturas efectivas de las superficies (*). La radiación ultravioleta de las coronas estelares, novas, prominencias, etc., a pesar de que su monto total es relativamente pequeño, puede tener un efecto apreciable en la disociación de moléculas y evaporación de granos cósmicos. Este efecto tiende a reducir el número total de moléculas que podrían existir en equilibrio en el espacio inter-estelar, y consecuentemente, contribuye a reformar nuestras conclusiones. Deseamos hacer notar que en algunas regiones del espacio inter-estelar, las condiciones físicas podrían ser completamente diferentes de los valores medios que hemos tomado en nuestros cálculos. Para algunas de estas regiones, por supuesto, nuestras conclusiones generales no serán válidas, pero nuestro tratamiento general podría ser aplicado a ellas usando los correspondientes parámetros físicos.

En relación con el mecanismo de formación de una molécula por la combinación de dos átomos libres y la emisión de radiación (para desprender el exceso de energía), debemos tener presente que procesos de este tipo, llamados quimi-luminiscentes, son conocidos en líquidos, pero no han sido observados aún en el estado gaseoso (11). Consecuentemente, sería necesario esperar alguna confirmación de laboratorio antes de estar seguros que dicho proceso es el

(*) El autor expresa su agradecimiento al Dr. D. H. Menzel por esta observación,

(11) NODDACK. — *Handbuch d. Physik*, **23**, 631 (1926); *International Tables*. **V**, 386 (1929); R. H. FOWLER. — *Statistical Mechanics*, 742 (second edition, 1936).

predominante en el espacio inter-estelar. Es interesante comparar el número de moléculas de CH dado por [18] con el valor de 10^{-6} dado por Dunham de acuerdo con datos observacionales. El número computado de moléculas de CH en equilibrio en el espacio inter-estelar, según el proceso elemental que conduciría al mayor número, resulta ser solamente el uno por ciento del valor determinado de las observaciones directas. Si estudios observacionales posteriores confirmaran el valor de Dunham, llegaríamos a la conclusión que los átomos y las moléculas no han alcanzado aún un estado de quasi-equilibrio y que las moléculas deben continuar un proceso de desintegración para alcanzarlo. De acuerdo a nuestra conclusión, la mayoría de las moléculas presentes en el estado inter-estelar serían el resultado de la desintegración de cristales o de moléculas más complicadas; esto parecería ser cierto en todas aquellas regiones del espacio inter-estelar donde rigen los valores de los parámetros físicos que hemos indicado como valores promedios. Nuestro resultado podría no ser verdadero en algunas regiones en que los parámetros físicos discrepen considerablemente de los valores medios dados.

Como es fácil ver, el proceso más probable de formación de moléculas simples en todas las regiones del espacio inter-estelar donde existen los parámetros físicos cuyos valores hemos indicado, resultaría ser, precisamente, de sentido contrario al sostenido por las teorías existentes.

En una comunicación particular Swings nos ha comunicado que, si uno desea investigar la posible formación de granos cósmicos sobre la base de los núcleos de condensación, debe ponerse especial atención a las moléculas de H_2. Las moléculas de hidrógeno, aún no observadas, son posiblemente, en general, más abundantes que las moléculas de CH, CN o CH. Notamos, sin embargo, que las gotas de hidrógeno, aún a una temperatura de 14° K, requieren una presión molecular de hidrógeno de alrededor de 51 mm de Hg, la que es del orden de 10^{-16} veces la presión media del gas en el espacio inter-estelar. Por esta razón, no creemos en la posible existencia de gotas de hidrógeno en las regiones del espacio inter-estelar cuyos parámetros medios hemos indicado. Consecuentemente, no consideramos que la presencia de moléculas de hidrógeno pueda jugar un rol importante en la formación de granos o de cristales cósmicos.

En un informe no publicado aún, presentado en la última reunión de Conpenhagen de la Unión Astronómica Internacional, Swings

señala que los valores teóricamente computados correspondientes a las abundancias relativas de las moléculas de CH, CH y CN difieren de manera notable de los correspondientes porcentajes determinados en base a los datos observacionales, siempre que se mantenga la hipótesis de que las moléculas estén uniformemente distribuídas en el espacio inter-estelar. Esta discrepancia podría ser comprendida en base a la hipótesis de Merrill y Swings de que las moléculas no están uniformemente distribuídas en el espacio y que existen llamadas « moléculas circunestelares ». La falta de uniformidad en la distribución de las moléculas en el espacio inter-estelar, podría considerarse, como resulta fácil de ver, como una consecuencia directa de nuestra conclusión anterior de que en general moléculas y átomos todavía no han alcanzado un estado de equilibrio y que las primeras sufren, en la mayoría de los casos, un proceso de desintegración, que depende de los valores del coeficiente de dilución de la radiación y de los otros parámetros físicos, cuyos valores fluctúan y varían en el espacio inter-estelar. Pasamos ahora a otra faz de la teoría de Ter Haar para la formación de núcleos de condensación », en la que se trata de explicar la formción de los grnos cósmicos existentes, con alrededor de 10^{-9} átomos por grano, mediante procesos de condensación.

Ter Haar supone la existencia de un estado quasi-estacionario de equilibrio, en el que el número de granos que contienen un determinado número de átomos permanece prácticamente constante. Con esta hipótesis, Ter Haar [12] deduce la siguiente relación para el tamaño máximo de los granos cósmicos:

$$\frac{dN_i}{dt} = a_{i-1} Z_{i-1} - a_i Z_i - b_i Z_i + b_{i+1} Z_{i+1} \qquad [20]$$

donde:

N_i = Número de cristales con i-átomos.
Z_i = Superficie total de todos los cristales de i-átomos = $N_i O_i$.
O_i = Superficie de un cristal de i-átomos.
σ_i = Superficie de un átomo.
a_i = Número de átomos chocantes que en un segundo se adhieren a 1 cm² de la superficie de un grano de i-átomos.

(12) *Ap. J.*, **100**, 296, ecuación (20) (1944).

b_i = Número de átomos que se evaporan por segundo y por cm^2 de la superficie de un grano de i-átomos.

γ_i = Probabilidad de que un átomo chocante se adhiera a la superficie de un cristal de i-átomos.

Ter Haar supone: *a*) que el agotamiento del gas cósmico es despreciable durante el proceso de formación de los granos cósmicos; y *b*) que en el rango de condensación se pueden despreciar los términos con los coeficientes *b*. Él deduce, mediante consideraciones de balance energético entre la radiación diluída, el gas cósmico y los granos de *i*-átomos, la siguiente relación ([13]) entre la temperatura correspondiente a estos granos y el número i:

$$T_i = \frac{83}{1 + \frac{1}{50}\log i} \qquad [21]$$

Por diversas razones no nos sentimos inclinados a aceptar la teoría de ter Haar. Hacemos las siguientes objeciones específicas: 1) por (*b*) él supone un proceso de condensación; consecuentemente, su teoría no puede probar la formación de los granos cósmicos en el gas cósmico en las condiciones físicas medias que hemos considerado; 2) si admitidos (*a*) y (*b*) tenemos que aceptar la continua formación de nuevos « núcleos de condensación », y el continuo crecimiento de los granos existentes. De acuerdo a sus hipótesis deberíamos esperar que el crecimiento absoluto de los granos aumentara con el tamaño de éstos. El tamaño de todos los granos, variaría continuamente en una dirección. En estas circunstancias no es permitido usar ecuaciones válidas solamente en estados de quasi-equilibrio. Por lo tanto, su teoría no nos resulta consistente consigo misma; 3) su razonamiento para obtener [21] no nos parece correcto. No considera la posibilidad de un proceso de foto-evaporación y aplica algunas nuevas hipótesis implícitas que no nos resultan claras. Si se pone $i = 1$ en [21] se obtiene $T_1 = T_g = 83°K$ y en su teoría se supuso correctamente $T_g = 10.000°K$ (ter Har aplica la ecuación [21] para $i = 2$); si se reemplaza $i = 10^9$ (el número medio de átomos correspondientes al tamaño medio de un grano cósmico) resulta que $T_{10^9} = 59°K$, temperatura que no puede ser aceptada por ser demasiado elevada. Sería correcto suponer que

([13]) D. Ter Haar. — *Loc. cit.*, ecuación (5), p. 290.

las moléculas con un número no muy grande de átomos tendrían en promedio la misma temperatura cinética que los átomos, es decir, 10.000°K. Es además correcto suponer que la mayoría de las moléculas y granos, en el espacio inter-estelar estarán, durante la mayor parte del tiempo, en el estado de energía más baja. Pero es muy importante no mezclar los dos conceptos: moléculas en el estado de energía mínima con temperatura cinética de las mismas.

Por consiguiente, creemos que una manera correcta de tratar el problema de la posible formación de moléculas complejas y cristales, es la que hemos seguido.

Desde que no podemos aceptar la teoría de ter Haar para la formación de los granos cósmicos, exploraremos algunas otras alternativas para abordar el problema. De acuerdo con Fowler ([14]), podemos escribir para el número de partículas gaseosas en equilibrio a la temperatura T con el estado sólido:

$$\bar{N} = \frac{f(T)}{\kappa(T)} \qquad [22]$$

donde $f(T)$ y $\varkappa(T)$ son respectivamente las funciones de partición por partícula en los estados gaseoso y sólido respectivamente. Substituyendo las correspondientes expresiones para estas funciones y recordando que $pv = NkT$, se obtiene para la presión de equilibrio del gas:

$$\log p = -\frac{\chi}{kT} + \frac{9\,T^2}{\theta^3}\int_0^{\theta/T} \log\left(1 - e^{-x}\right) x^2\, dx + \log\frac{(2\pi mkT)^{3/2}}{h^3} + \log kT\,, \qquad [23]$$

donde χ representa la diferencia de energía entre el estado de energía mínima del cristal por partícula y la energía correspondiente a una partícula libre y en reposo en el gas. Tomamos como nivel de energía cero el correspondiente al estado posible de energía mínima de la partícula en el cristal; es la llamada temperatura de Debye.

Suponemos que el cristal se encuentra en el estado de energía mínima y que despreciamos la energía de vibración del mismo. Por un razonamiento similar al que hemos seguido al considerar la formación de moléculas biatómicas en el espacio inter-estelar, po-

([14]) *Loc. cit.*, p. 168.

demos introducir el efecto del coeficiente de dilución α en las ecuaciones de equilibrio. La ecuación [23] puede por consiguiente escribirse en una primera aproximación (despreciando la integral en el segundo miembro de [23], la que, en las condiciones indicadas, es aproximadamente nula) en la siguiente forma:

$$p = \frac{(2\,\pi\, mkT)^{3/2}}{h^3}\, e^{-\frac{\chi}{kT}}\, kT\,.\,w. \qquad [24]$$

La presión del gas en el espacio inter-estelar para $\rho \backsim 10^{-24}$ gm/cm^3 y $T \backsim 10.000°$K es del orden de 10^{-12} dinas/cm^3 $\backsim 10^{-15}$ mm de Hg. Si aplicamos [24] para el caso del gas inter-estelar con $w \backsim 10^{-14}$, obtenemos para el valor de la presión del gas en equilibrio con el cristal $p \backsim 10^{-3}$ dinas/cm^3; la que es muchísimo más grande que la presión real del gas en el espacio inter-estelar. Este argumento parece indicar que los granos existentes sufren un proceso de evaporación. Como vemos, esta conclusión a la que acabamos de llegar, concuerda con el resultado que hemos obtenido anteriormente por un procedimiento diferente.

De acuerdo a las teorías existentes de formación de gotas o cristales ([15]), la formación de un cristal es debida a la acción simultánea de varios átomos. Los cristales no se forman, de acuerdo a las teorías existentes, paso a paso, por adiciones sucesivas de átomos. Supongamos, para un cálculo aproximado, que existe un átomo por c.c. en el espacio inter-estelar con una velocidad media de alrededor de 10^6 cm/seg. y que consideramos celdas cúbicas cuyos lados son de alrededor de 10^{-8} cm; el intervalo medio durante el cual un átomo permanecería en una celda dada, sería, por consiguiente, de 10^{-14} seg. Por lo tanto hay 10^{31} « instantes » distintos (de 10^{-14} seg) en el tiempo correspondiente a la escala del universo. La condición mínima para la formación de un cristal, de acuerdo a lo que hemos indicado, sería que varios átomos se encontraran simultáneamente en una celda dada. La probabilidad que z átomos diferentes se encuentren en un intervalo elemental de tiempo en una de las 10^{24} celdas existentes por c.c. es:

$$P = (10^{-24})^z\, 10^{24} \qquad [25]$$

([15]) R. H. Fowler. — *Loc. cit.*, Cap. XXI; F. Zwicky. — *Proc. Nat. Ac. Sc.* **17**, 524 (1931).

Para obtener el número medio de cristales por c.c. formados durante un tiempo del orden de magnitud de la escala de tiempo del universo, se debería multiplicar [25] primeramente por 10^{31} y luego por un factor del orden de 10^{-8}, de acuerdo a una estimación aproximada, para tener en cuenta la probabilidad de que un átomo chocante pueda perder el exceso de energía mediante un proceso de foto-emisión. Si tomamos $z = 6$, un límite razonable inferior para la formación de un núcleo cristalino de condensación, se obtiene para el número de cristales que podrían existir por c.c. de acuerdo al mecanismo de formación de cristales que hemos indicado, el siguiente valor aproximado:

$$N \sim 10^{-97} \qquad [26]$$

Si suponemos que para formar un cristal es necesario que por lo menos seis átomos se encuentren simultáneamente en una misma celda, luego, aún en el caso en que se desprecie el proceso de foto-disociación, podríamos esperar solamente un cristal por 10^{97} c.c., lo que resulta absolutamente incompatible con los datos obseravionales. Por consiguiente, tenemos que con este nuevo enfoque llegamos también a una conclusión concordante con la obtenida por los dos métodos diferentes que hemos aplicado previamente.

Deseamos recalcar que para tener condensación, es necesario que se alcancen las temperaturas y presiones correspondientes a los vapores supersaturados, las que son dadas por relaciones del tipo [23] y [24]. De nuestra discusión anterior surge que el gas inter-estelar en las condiciones físicas medias existentes, está muy lejos de encontrarse en un estado de saturación. Oort ([16]) ha indicado que en el espacio inter-estelar los granos más pequeños que un cierto tamaño crítico no tendrían superficie de tensión suficiente para impedir la evaporasión. Ahora bien; para sobrepasar el tamaño crítico en el que el número de átomos evaporados estaría equilibrado por el número de átomos condensados, resultaría necesario, si se supone que el crecimnento de los granos se efectúa paso a paso mediante el sucesivo agregar de átomos, comenzar con un grano de radio crítico y por lo tanto el grano evaporaría.

Como, por la crítica que hemos hecho, las teorías existentes no nos resultan aceptables, pasaremos a emitir una nueva teoría sobre

([16]) J. H. Oort. — *Ned. T. Natuurk* **10** (Agosto 1943).

la formación de los granos cósmicos. Consideramos que los granos cósmicos que existen actualmente no son en general el resultado de un proceso de integración del gas cósmico, en las condiciones físicas medias que tiene en su estado presente, en torno de núcleos de condensación, sino de un proceso lento de evaporación de granos más grandes que probablemente se formaron durante los primeros tiempos del desarollo de nuestro universo.

Supongamos que la temperatura inicial fuera suficientemente alta y que tuviéramos una mezcla de gases de diferentes elementos. Si hiciéramos incrementar la presión gradualmente y simultáneamente, provocaremos una caída gradual de la temperatura, deberíamos esperar la formación de moléculas y luego la aparición de gotas de átomos o moléculas de la misma clase. Algunos elementos podrían producir cristales cuando las correspondientes temperaturas y presiones críticas fueran alcanzadas. Desde que las temperaturas y presiones correspondientes a los vapores supersaturados no son las mismas para todos los elementos o combinaciones moleculares, no todas las condensaciones posibles se producirán simultáneamente. Los elementos o meléculas que en el proceso considerado no se hubieran aún condensado, continuarían comportándose como un gas perfecto hasta que se llegara a las correspondientes críticas de condensación.

Hagamos ahora la hipótesis de que en los primeros tiempos de la expansión del universo, y quizás aún en su presente estado durante las explosiones de supernovas y posiblemente de algunas novas, fueron emitidas, desde el interior de las estrellas, esferas de muy alta densidad. Algunos de estos globos estelares se expanderían a gran velocidad debido a la temperatura inicial extremadamente alta. Se enfriarían rápidamente debido al trabajo efectuado durante el proceso de expansión contra las fuerzas gravitacionales y la pérdida de energía por radiación, según la ley de Stefan. De acuerdo con nuestra hipótesis es posible calcular lòs tamaños iniciales que deberían tener estas esferas para diferentes temperaturas, masas y densidades medias iniciales, para que pudieran alcanzar condiciones de saturación durante el proceso de expansión. Las condiciones de saturación para distintos átomos y moléculas serían alcanzadas en una progresión definida. Las condiciones críticas de condensación pueden calcularse para diferentes substancias por expresiones similares a [23]. De acuerdo a estas consideraciones, los

granos habrían sido formados en un período de tiempo extremadamente corto, cuando hubieran regido las condiciones críticas de condensación. En otro trabajo analizaremos algunas de las consecuencias cosmogónicas de nuestra hipótesis con respecto a la forción y evolución de nubes cósmicas y de nebulosas negras. En otra publicación nuestra hemos desarrollado una teoría para explicar la posible causa de las explosiones indicadas y las probables consecuencias cosmogónicas de las mismas.

III

La interacción entre el gas y los granos cósmicos

Para comprender el estado presente y el futuro desarrollo de los granos existentes en el espacio inter-estelar, es importante estudiar en detalle la física de la interacción entre los átomos y moléculas del gas y la superficie de los granos cósmicos en las condiciones prevalentes en el espacio inter-estelar.

Los procesos de adsorción y reevaporación son generalmente analizados desde el punto de vista de la termodinámica y de la mecánica estadística ([17]). Los resultados obtenidos por estos métodos son, en la mayoría de los casos, independientes de la descripción concreta de los correspondientes mecanismos elementales. Estos mecanismos son, sin embargo, muy importantes en nuestro problema cosmogónico, porque no podemos estar seguros si existe en el espacio inter-estelar equilibrio entre la fase adsorbida y el estado gaseoso.

Lennard-Jones y sus colaboradores ([18]) han estudiado en detalle el mecanismo de la interacción entre partículas de gas y superficies sólidas. Tendremos, sin embargo, que introducir algunas mo-

([17]) J. W. McBain.— *Adsorption of Gases by Solids* (1932). Neil, K. Adam.—*The Physics and Chemistry of Surfaces* (1938). J. K. Roberts. — *Some Problems in Adsorption* (1939). R. H. Fowler. — *Proc. Camb. Ph. Soc.* **31**, 260 (1935); **32**, 144 (1936). Peierals. — *Proc. Camb. Ph. Soc.* **32**, 471 (1936). Weng. — *Proc. Roy. A*, **161**, 127 (1937). F. Cernuschi. — *Proc. Camb. Ph. Soc.* **34**, 392 (1938); *Comp. Rendus* (Paris), **206**, 585 (1938).

([18]) *Trans. Faraday Soc.* **38**, 333 (1938); Lennard-Jones y Strachan. — *Proc. Roy. Soc. A.*, **150**, 442 (1935); Strathan. — *Proc. Roy. Soc. A*, **150**, 456 (1935); Lennard-Jones y Devonshire. — *Proc. Roy. Soc. A.*, **156**, 37 (1936); Lennard-Jones y Devonshire. — *Proc. qoy. Soc. A*, **158**, 242 (1937); Devonshire. — *Proc. Roy. Soc. A*, **158**, 269 (1937); Strachan. — *Proc. Roy. Soc. A*, **158**, 591 (1937).

dificaciones en sus consideraciones y fórmulas, antes que éstas puedan ser aplicadas a nuestro problema específico.

La energía potencial entre un átomo libre en el gas y un átomo de la superficie del sólido, cuando los centros de los mismos están a una distancia z, perpendicular a la superficie, se expresa por la función de Morse [19]:

$$V = De^{-2\kappa(z-b)} - 2De^{-\kappa(z-b)} \qquad [27]$$

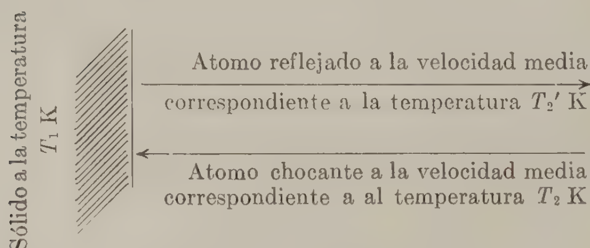
que consiste en dos términos exponenciales, uno que representa el campo repulsivo de corto rango y el otro, el campo atractivo de largo rango.

Llamaremos:

E_1 = Energía media de un átomo adsorbido a la temperatura T_1 del sólido.
E_2 = Energía media de un átomo del gas a la temperatura T_2.
E_2' = Energía media de una partícula de gas cuando deja la superficie a la temperatura media T_2'.

El llamado coeficiente de acomodación [20] se define por la relación

$$\alpha = \frac{T_2 - T_2'}{T_2 - T_1} = \frac{E_2 - E_2'}{E_2 - E_1} \qquad [28]$$



Un átomo o molécula a alta temperatura que choque con una superficie de un sólido a baja temperatura, puede experimentar alguna de las siguientes alternativas: *a*) puede ser directamente

(19) MORSE. — *Phys. Rev.* **34**, 57 (1929).

(20) Con respecto al coeficiente de acomodación, consultar, p. ej.: ZENER. — *Phys. Re.* **37**, 557 (1931); **40**, 178, 335 (1932). — JACKSON. — *Proc. Camb. Phil. Soc.* **28**, 136 (1932). JACKSON y MOTT. — *Proc. Roy. Soc. A*, **137**, 703 (1932). ROBERTS. — *Proc. Roy. Soc. A*, **120**, 146 (1930); **135**, 192 (1932).

reflejado o difractado (experimentos de Friser y Stern (21); puede ser adsorbido por un intervalo de tiempo brevísimo, y luego escapar con una velocidad inferior a la que tenía al chocar; *c*) después de haber sido adsorbido en un nivel de energía alto, en lugar de escapar, puede pasar a un estado más bajo de energía, dando el exceso de energía a los osciladores del cristal, y, consecuentemente, unirse en un estado más estable a la superficie; *d*) un átomo o molécula ya adsorbido en un nivel bajo de energía, puede escapar como resultado de un choque con otra partícula gaseosa o por foto-disociación (la primera alternativa tiene una probabilidad alta, especialmente, cuando la primera capa de átomos adsorbidos está casi completa y cuando la temperatura del gas es elevada, como sucede en el espacio inter-estelar); *e*) algunas de las partículas chocantes y algunas de las ya adsorbidas, pueden atravesar la superficie por un proceso de difusión y ocupar algunos de los « agujeros » en el interior de los granos (22). (Nos referiremos a esta posibilidad y a algunas de sus implicaciones astronómicas, al final de esta sección).

La probabilidad de captura de una partícula de gas con la emisión de un fotón que lleve el exceso de energía, es, probablemente, del orden de 10^{-8} y por consiguiente, no modificará las consideraciones que siguen. Indicaremos después, el efecto de la foto-adsorción y de la foto-evaporación en un estado de equilibrio con la radiación diluída.

La teoría de la inter-acción entre partículas gaseosas y granos cósmicos que presentaremos, es una aplicación, con las necesarias modificaciones, de la teoría de Lennard-Jones y colaboradores. Esta teoría se desarrolla sobre la base de la mecánica ondulatoria. El proceso fundamental puede visualizarse de la siguiente manera. Un cristal se considera como una asamblea de osciladores, que, de acuerdo con la ley de equilibrio estadístico, tienen una distribución definida para cada temperatura de la red cristalina, entre todos los estados posibles de vibración. A temperaturas bajas de los granos cósmicos ($T \sim 3°K$) la mayoría de los osciladores se encontrarán en el estado de energía mínima posible. Cuando una partícula de gas choca con la superficie del grano, puede dar parte de su energía al oscilador correspondiente de la superficie. En general, como en el caso correspondiente a las condiciones del espacio inter-este-

(21) *Z. f. Phys.* **84**, 430 y 433 (1933).
(22) RICHARD M. BARRER. — *Diffusion in and through Solids* (1941).

lar, la cantidad de energía adsorbida por el oscilador no es suficiente para producir adsorción de la partícula chocante, que dejará la superficie con una energía cinética menor. El estudio de la interacción de una partícula gaseosa con la superficie de un sólido (despreciando la posibilidad de difusión), es el análisis de todos los cambios posibles de energía entre las partículas chocantes y la asamblea de osciladores, y entre éstos y las partículas capturadas en la fase adsorbida. Cuando las partículas chocantes son reflejadas por la superficie sin pérdida de energía, se ve que, de [28], el coeficiente de acomodación $\alpha = 0$; se tiene $\alpha = 1$ cuando las partículas gaseosas son adsorbidas por la superficie. Lindblad admite implícitamente que $\alpha = 1$, lo que, como veremos, no es correcto. En general, en las condiciones prevalentes en el espacio inter-estelar, $0 < \alpha < 1$; lo que significa que las partículas gaseosas en promedio no son permanentemente adsorbidas, sino que abandonan la superficie con una energía cinética menor que la que tienen al incidir sobre ella.

Describiremos brevemente sómo se calcula α. Es necesario conocer, además de la curva de potencial de Morse en la superficie del sólido, las vibraciones normales de una red cristalina correspondiente al sólido considerado. Esto ha sido investigado por Born [23] y Waller [24]. Representemos por $Z_{g1\,g2\,g3}$ la componente a lo largo del eje de la z del vector desplazamiento de un núcleo de la red cristalina de coordenadas $g_1\,g_2\,g_3$, con respecto a su posición de equilibrio. Podemos por consiguiente escribir [25]:

$$Z_{g_1g_2g_3} = \sum_{f,g,h,=-\frac{1}{2}G}^{\frac{1}{2}G}{}' \sum_{j=1}^{3} \left[a_{fghj} \cos \frac{2\pi}{G}(f g_1 + g g_2 + h g_3) + b_{fghj} \sin \frac{2\pi}{G}(f g_1 + g g_2 + h g_3) \right] (U_{fghj})_z , \qquad [29]$$

donde $(U_{fghj})_z$ es la componente z de un vector unitario, que para $j = 1$ es paralelo a la dirección (f,g,h), ondas longitudinales, y para $j = 2,3$ es perpendicular a dicha dirección, ondas trans-

[23] *Atom theorie des Festen Zustandes* (1923).

[24] *Ups. Arsskrift*, **2** (1925).

[25] A. H. Wilson. — *Proc. Roy. Soc. A*, **138**, 598 (1932). Ver también: León Brillouin. — *Wave Propagation in Periodic Structures* (1945).

versales. Si se traza un plano que pase por el centro del cubo $-\frac{1}{2}G \leq f, g, h \leq \frac{1}{2}G$, Σ' significa una suma extendida a los puntos que se encuentran a un lado del mencionado plano del cubo, de manera de obtener el número correcto $(3G)^3$ de modos normales. Las aes y las bes se llaman las coordinadas normales que satisfacen a las ecuaciones siguientes:

$$\begin{aligned} \ddot{a}_{fghj} + 4\,\pi^2\,\nu^2_{fghj}\,.\,a_{fghj} &= 0 \\ \ddot{b}_{fghj} + 4\,\pi^2\,\nu^2_{fghj}\,.\,b_{fghj} &= 0 \end{aligned} \qquad [30]$$

Los símbolos ν_{fghj} representan las frecuencias correspondientes de la red cristalina y son funciones complicadas de los coeficientes de la forma cuadrática de la energía. Para longitudes de ondas largas, es decir, para pequeños valores de la frecuencia, es posible suponer, sin embargo, que la red cristalina se comporta como un continuo, pudiéndose escribir por consiguiente (26):

$$\nu_{fghj} = \frac{c_j}{Ga}\sqrt{f^2 + g^2 + g^2} \qquad [31]$$

donde C_j es la velocidad de propagación del sonido para la vibración j y a la constante de la red.

La ecuación de Schrödinger del sistema completo (27), cristal y átomo chocante, se escribe de la siguiente manera:

$$\sum_{f,g,h=-\frac{G}{2}}^{\frac{G}{2}}{}' \sum_{j=1}^{3}\left[\frac{\bar{h}^2}{2\,M_0}\left(\frac{\partial^2}{\partial a^2_{fghj}} + \frac{\partial^2}{\partial b^2_{fghj}}\right) - 2\,\pi^2\,\nu^2_{fghj}\,(a^2_{fghj} + b^2_{fghj}) + \frac{\bar{h}^2}{2\,m}\,\frac{\partial^2}{\partial^2_z} - (De^{-2\kappa(z-b-Z)} - 2\,De^{-\kappa(z-b-Z)}) - \frac{h}{i}\,\frac{\partial}{\partial t}\right]\psi = 0 \qquad [32]$$

Para $z = 0$ se obtiene la superficie del cristal; Z representa el desplazamiento de un átomo de la superficie a lo largo del eje z; $\bar{h} = \dfrac{h}{2\,\pi}$; M, m son las masas correspondientes a un átomo del

(26) R. H. FOWLER. — *Statistical Mechanics*, segunda edición, cap. IV.
(27) LENNARD-JONES y STRACHEN. — *Proc. Roy. Soc. A*, **150**, 442 (1935).

cristal y a un átomo chocante del gas, respectivamente; $M_0 = \frac{1}{2} MG^3$ (G^3 = número total de átomos en la red cristalina). La ecuación [32] es básica para el estudio de los intercambios energéticos entre las partículas chocantes del gas y los osciladores cristalinos, y, entre éstos y las partículas capturadas en la fase adsorbida.

Cuando un átomo de gas entra en interacción con un oscilador en el estado mínimo de energía, como sucede en el espacio inter-estelar, el único intercambio de energía posible, es la transferencia de energía de la partícula gaseosa al oscilador; la cantidad mínima de energía que el oscilador puede tomar es $h\nu_{0,1}$, donde $\nu_{0,1}$ es la frecuencia correspondiente a la transición entre el estado de energía mínima y el primer nivel de excitación. En general, los osciladores de la red cristalina tienen frecuencias distribuídas en el intervalo de 0 a ν_m; donde ν_m es la máxima frecuencia admisible de los osciladores. Este límite superior de las frecuencias posibles, resulta del hecho de que un cristal que contiene N átomos puede tomar solamente, de acuerdo a la teoría de Debye ([28]), las $3N$ frecuencias más bajas de un continuo, con las mismas propiedades elásticas medias que el cristal real. La teoría de Debye fué mejorada considerablemente por Born ([29]) y más recientemente por Blackmann ([30]); pero el límite superior de las frecuencias permisibles no se modifica fundamentalmente.

La eficacia del intercambio energético entre el cristal y los átomos chocantes es mayor para temperaturas ordinarias que para bajas temperaturas del cristal. A temperaturas muy bajas, la mayoría de los osciladores se encontrarán en el nivel de energía mínima posible, y para afectar a algunos de ellos, será necesario transferir como mínimo un quantum $h\nu_{0,1}$. Consecuentemente, el número de quanta diferentes que pueden ser adsorbidos por la red cristalina, se reduce al disminuir la temperatura del sólido; y el intercambio de energía entre las partículas chocantes y la superficie del sólido se hace menos eficiente al bajar la temperatura. Podemos ahora considerar lo que probablemente sucederá cuando partículas rápidas choquen la superficie de un cristal a una temperatura cercana a la del cero absoluto. La mayoría de sus osciladores se encontrarán « congelados » en el estado de energía más baja posible. Por

([28]) DEBYE. — *Ann. d. Physik*, **39**, 789 (1912).

([29]) BORN. — *Loc. cit.*

([30]) BLACXMENN. — *Proc. Roy. Soc. A*, **148**, 365, 384 (1934); **140**, 117, 126 (1935).

lo tanto, la superficie del cristal actuará en cierto modo como una superficie reflejante para los veloces átomos que choquen con ella.

El esquema aproximado que acabamos de indicar de los procesos de interacción, que probablemente tienen lugar en el espacio interestelar, muestra claramente la enorme diferencia existente entre el fenómeno de intracción entre partículas gaseosas y superficies de cristales, que acontece en el espacio intes-estelar, y los llamados procesos de condensación en física. Es incorrecto pensar en términos de procesos de condensación, como se hace explícita o implícitamente en las teorías existentes sobre la formación y el crecimiento de los granos cósmicos.

La teoría que acabamos de indicar es correcta para grandes cristales, pero, cuando éstos son muy pequeños, aparecen dificultades matemáticas considerables. A pesar de que [31] no es rigurosa; para cristales pequeños, podemos obtener de esta ecuación información útil en lo referente a las posibles vibraciones que pueden tener lugar en un cristal de pequeñas dimensiones. Cuando G es pequeño, como sucede en nuestro problema, el número de los valores admisibles de las frecuencias se reduce a un número discreto pequeño; y, desde que la probabilidad de absorción de energía, por la red cristalina de las partículas chocantes, decrece al disminuir el número de frecuencias permisibles diferentes, vemos que la probabilidad para que una partícula chocante sea absorbida por la superficie, disminuye al decrecer las dimensiones del cristal. Por consiguiente, cuanto más pequeño sea el cristal, manteniéndose todas las otras condiciones físicas invariables, tanto menor será la probabilidad de adsorción de átomos. Si podemos probar que los cristales grandes no pueden crecer por procesos de adsorción, bajo las condiciones prevalentes en el espacio interestelar, quedará probado con mayor énfasis que los conocidos granos cósmicos no podrán crecer.

Como kZ es pequeño, se puede escribir la energía representada en el último paréntesis de la ecuación [32] en la siguiente forma:

$$V + V_1 = De^{-2\kappa(z-b)} - 2\,De^{-\kappa(z-b)} + \\ + 2\,\kappa\,DZ\,(e^{-2\kappa(z-b)} - e^{\kappa(z-b)}). \qquad [33]$$

V_1 puede tratarse como un potencial de perturbación.

La solución de la ecuación [32] puede escribirse, en general, de la manera siguiente:

$$\psi = \sum_{mn} a_{mn}(t)\,\psi_m\,\varphi_n\,e^{-\frac{i(Wm+En)\,t}{\bar{h}}}, \qquad [34]$$

donde ψ_m representa el producto de las funciones propias normalizadas de los osciladores de la red cristalina con energía W_m y Φ_n las funciones propias del átomo chocante del gas con la energía E_n.

Lennard-Jones y Strachan ([28]) han encontrado la expresión explícita de [34], usando las funciones propias conocidas de las osciladores de la red cristalina y aplicando luego los métodos de perturbación de mecánica ondulatoria; dicha solución es la base fundamental para la mayoría de las consideraciones referentes a los procesos detallados de la interacción entre los átomos de gas y las superficies de sólidos.

El número de átomos chocantes por unidad de área en la unidad de tiempo y en el intervalo de energía comprendido entre E y $E + dE$ es:

$$dF = \frac{F_0}{kT_2} e^{-\frac{E}{kT_2}} dE \qquad [35]$$

donde F_0 es el número total de átomos chocantes por unidad de superficie en la unidad de tiempo. Si se designa por $G(E, E+h\nu)d(h\nu)$ la probabilidad que por choque el átomo adquiera del sólido un quantum de energía en el intervalo $h\nu, h\nu + hd\nu$, tendremos que la energía transferida del sólido al gas por unidad de tiempo será:

$$E_{sol.gas} = \frac{F_0}{kT_2} \int_0^{\nu_m} h^2 \nu \, d\nu \int_0^{\infty} \Gamma\,(E, E + h\nu)\, e^{-\frac{E}{kT_2}} dE \qquad [36]$$

En lugar de la integral con respecto a ν debemos escribir una suma, debido a que para cristales pequeños existe solamente un número discreto de valores admisibles de la frecuencia ν, entre los valores cero y ν_m. Mantendremos, sin embargo, la integral y estimaremos más adelante el sentido del error cometido en el cálculo del coeficiente de acomodación.

Si indicamos por $\Gamma\,(E + h\nu, E)dh\nu$, la probabilidad de que un átomo con energía $E + h\nu$ ceda por choque al sólido un quantum de energía en el intervalo $h^\nu, h\nu + hd\nu$; luego, la energía total transferida al sólido por las partículas gaseosas en la unidad de tiempo será:

$$E_{gos,sol} = \frac{F_0}{kT_2} \int_0^{\nu_m} h^2 \nu \, d\nu \int_0^{\infty} \Gamma\,(E + h\nu, E)\, e^{-\frac{E+h\nu}{kT_2}} dE. \qquad [37]$$

([28]) *Loc. cit.*

La energía media perdida por átomo del gas al chocar con el sólido, de [36] y [37], se expresará por:

$$E_2 - E_2' = \frac{1}{kT_2}\int_o^{\nu_m} h^2\,\nu\,d\nu \int_o^{\infty}\Bigg[\Gamma\,(E + h\nu_1 E)\,e^{-\frac{E+h\nu}{kT_2}} - G\,(E, E + h\nu)\,e^{-\frac{E}{kT_2}}\Bigg]\,dE \qquad [38]$$

Para encontrar una relación entre Γ y G, supongamos, por el momento, que la superficie del cristal y el gas se encuentran en equilibrio a la temperatura T_1. En este caso, la energía media cedida por átomo del gas a la superficie, será nula; y, por consiguiente, de [38] podemos escribir:

$$\Gamma\,(E + h\nu, E) = G\,(E, E + h\nu)\,e^{\frac{h\nu}{kT_1}}. \qquad [39]$$

Esta simple relación nos permite obtener alguna información cualitativa referente al proceso elemental correspondiente a nuestro proplema. Hemos mencionado ya que ν no puede tener un valor mayor que ν_m: La frecuencia máxima ν_m y la temperatura de Debye θ están relacionadas por $h\nu_m = k\,\theta$. Los valores de θ para algunas substancias son los siguientes ([29]): 88 (plomo), 168 (cadmio), 315 (cobre), 389 (aluminio), 453 (hierro). Cuanto más pequeña sea la temperatura θ, tanto más pequeño será el límite superior para las frecuencias permisibles y, por consiguiente, de [13], tanto más pequeño el límite superior de la probabilidad de que un átomo chocante transfiera parte de su energía al sólido. Para el hierro la frecuencia superior ν_m es del orden de 10^{13} seg^{-1}, es decir, que el valor del quantum máximo que puede ser tomado del átomo chocante por el sólido, $h\nu m \backsim 6 \times 10^{-14}$ ergios; y como la energía media del átomo chocante es del orden de magnitud de 10^{-12} ergios, aún admitiendo que cada partícula chocante posea una alta probabilidad de transferir al sólido el máximum quantum posible que puede absorber, vemos que en promedio quedaría el átomo, después del choque, con una energía del mismo orden de magnitud que la del átomo chocante.

([29]) Fowler. — *Stat. Mech.*, 2ª ed., p. 126.

Con la ayuda de [39], podemos escribir [38] de la siguiente manera:

$$E - E_2' = \frac{1}{kT_2}\int_o^{\nu_m} h_2\, \nu d\nu \int_o^{\infty} G\,(E_1\, E + h\nu)\; e^{-\frac{E}{kT_2}}\left[e^{\frac{h\nu}{kT_1}-\frac{h\nu}{kT_2}}-1\right] dE =$$

$$= \frac{1}{kT_2}\int_o^{\nu_m} h^2\, \nu \left(e^{\frac{h\nu}{kT_1}-\frac{h\nu}{kT_2}} - 1\right)\int_o^{\infty} G\,(E,\, E + h\nu)\; e^{-\frac{E}{kT_2}}\, dE \qquad [40]$$

Desde que $E_2 - E_1 = k(T_2 - T_1)$, tenemos:

$$\alpha = \frac{E_2 - E_2'}{E_2 - E_1} = \frac{1}{k^2\, T_2\, (T_2 - T_1)}\int_o^{\nu_m} h^2\, \nu \left(e^{\frac{h\nu}{kT_1}-\frac{h\nu}{kT_2}} - 1\right)$$

$$\cdot \int_o^{\infty} G\,(E,\, E + dE)\; e^{-\frac{E}{kT_2}}\, dE \qquad [41]$$

Devonshire ([30]) ha calculado la forma de la función $G(E{,}E{+}h\nu)$, la que viene dada por la relación:

$$G\,(E,\, E + dE) = \frac{\nu^3\, 24\, \pi^4\, m^2}{\nu_m{}^3\, \kappa^2\, h^2\, M\left(e^{\frac{h\nu}{kT_1}} - 1\right)}\,.$$

$$\cdot\,\frac{(\sinh 2\,\mu\,\pi \,.\, \sinh 2\,\mu'\,\pi)^2}{(\cosh 2\,\mu'\,\pi - \cosh 2\,\mu\,\pi)^2}\;\frac{(A_\mu + A_\mu')^2}{A_\mu\, A_\mu'} \qquad [42]$$

donde,

$$\mu = \frac{(2\, mE)^{\frac{1}{2}}}{k\bar{h}} \qquad [43]$$

y las Aes son funciones de $\dfrac{(2\, mD)^{\frac{1}{2}}}{kh}$ y M. En la mayoría de los casos, sin mucha pérdida de generalidad, podemos considerar que $\dfrac{(A_\mu + A_\mu')^2}{A_\mu\, A_\mu'}$ tiene un valor próximo a la unidad ([31]). Obtenemos entonces:

$$\alpha = \frac{1}{k^2\, T_2\, (T_2 - T_1)}\int_o^{\nu_m} \frac{24\, \pi^4}{\kappa^2}\,.\,\frac{m^2}{M}\,\nu^4.\,\frac{\left(e^{\frac{h\nu}{kT_1}-\frac{h\nu}{kT_2}} - 1\right)}{e^{\frac{h\nu}{kT_1}} - 1}\, d\nu.$$

$$\cdot\int_o^{\infty} \frac{\sinh 2\,\pi\,\mu \,.\, \sinh 2\,\pi\mu'}{(\cosh\; 2\,\mu - \cosh 2\,\mu'\,\pi)^2}\; e^{-\frac{E}{kT_2}}\, dE, \qquad [44]$$

([20]) *Loc. cit.* 273.
([31]) DEVONSHIRE. — *Loc. cit.* 275.

Hasta ahora no hemos hecho ninguna restricción en lo referente a las temperaturas T_2 y T_1. En los trabajos ya mencionados de Lennard-Jones y sus colaboradores, se consideran especialmente los casos en que la temperatura del sólido es algo más alta que la temperatura del gas, lo que acontece en las válvulas electrónicas, las que, como se sabe, son responsables de múltiples trabajos experimentales y teóricos sobre adsorción. En nuestro problema, estamos más interesados en los casos en que la temperatura del gas, T_2, es mucho más grande que la temperatura del sólido T_1. A pesar de que las simplificaciones que debemos efectuar en nuestros cálculos difieren de las correspondientes a las condiciones estudiadas por Lennard-Jones y colaboradores, es interesante notar, como veremos, que la fórmula que obtenemos al final es muy similar a la dada por Devonshire. Indicamos esto para evitar la impresión de que aplicamos una fórmula correspondiente a condiciones físicas completamente diferentes a las de nuestro problema cosmogónico. Tenemos que $T_2 \gg T_1$ y por lo tanto $\frac{h\nu}{kT_1} \gg \frac{h\nu}{kT_2}$. Por consiguiente podemos escribir [44] en la forma siguiente:

$$\alpha = \frac{1}{k^2\, T_2^2} \int_0^\infty \frac{24\,\pi^4}{\kappa^2} \frac{m^2}{M}\, \nu^4\, d\nu .$$

$$\cdot \int_0^\infty \frac{\sinh\ \pi\,\mu \sinh \pi\,\mu'}{(\cosh \pi\,\mu - \cosh \pi\,\mu')^2}\, e^{-\frac{E}{kT_2}}\, dE \qquad [45]$$

Tenemos además la siguiente relación:

$$\frac{\sinh \pi\mu \sinh \pi\mu'}{(\cosh \mu\pi - \cosh \pi\mu')^2} = \frac{\sinh \pi\mu \sinh \pi\mu'}{4 \sinh^2 \frac{1}{2}\, \pi\, (\mu - \mu') \sinh^2 \frac{1}{2}\, \pi\, (\mu + \mu')} \qquad [46]$$

la que para $\mu\pi \gg 1$ (de [43], vemos inmediatamente que es lo que corresponde a nuestro problema), se reduce a:

$$\frac{1}{4 \sinh^2 \frac{1}{2}\, (\mu - \mu')\, \pi} . \qquad [47]$$

De [43] se puede escribir:

$$\mu' - \mu = \left(\frac{2\, m}{\kappa^2\, \bar{h}^2}\right)^{\frac{1}{2}} \left\{ (E + h\nu)^{\frac{1}{2}} - E^{\frac{1}{2}} \right\} \qquad [48]$$

Si $E \gg h\nu$, como sucede en nuestro caso, se obtiene:

$$\mu' - \mu = \left(\frac{2\,m}{\kappa\, h^2}\right)^{\frac{1}{2}} \frac{h\nu}{2\,E^{1/2}} \qquad [49]$$

De [44], [47] y [49] resulta:

$$\alpha = \frac{1}{k^2\, T_2^2} \int_0^{\nu_m} \frac{24\,\pi^4}{\kappa^2}\,\frac{m^2}{M}\,\nu^4\, d\nu \int_0^{\infty} \frac{e^{-\frac{E}{kT_2}}\, dE}{4\,\sinh^2\left(\frac{\pi^2\, m^{\frac{1}{2}}\,\nu}{kE^{1/2}\,2^{1/2}}\right)} \qquad [50]$$

Haciendo la substitución:

$$\frac{\pi^2\, m^{1/2}\,\nu}{\kappa E^{1/2}\, 2^{1/2}} = x = \frac{A\nu}{E^{1/2}} \;;\; A = \frac{\pi^2\, m^{1/2}}{\pi\, 2^{1/2}} \qquad [51]$$

[50] puede escribirse:

$$\alpha = \frac{6\,\pi^4}{k^2\, T_2^2\, \nu_m^3} \cdot \frac{m^2}{M\kappa^2} \int_0^{\infty} \int_0^{\frac{A\,\nu_m}{E^{1/2}}} \frac{x^4}{\sinh^2 x}\, E^{5/2}\, e^{-\frac{E}{kT_2}}\, dx\, dE \qquad [52]$$

Tomando los siguientes valores numéricos: $\nu_m \sim 10^{13}$ seg^{-1}, $\kappa \sim 10^8$ cm^{-1}, $m \sim 10^{-23}$ grs, $M \sim 10^{-22}$ grs, $h = 6{,}5 \times 10^{-27}$, $k = 1{,}37 \times 10^{-16}$, usando:

$$\int_0^{\infty} E^{\frac{5}{2}}\, e^{-\frac{E}{kT_2}}\, dE = \frac{15}{8}\,(kT_2)^{\frac{7}{2}}\,\sqrt{\pi} \qquad [53]$$

y haciendo una evaluación gráfica de la integral con respecto a x, obtenemos:

$$\alpha < 0{,}35 \qquad [54]$$

El valor real de α será ciertamente más pequeño que el alto valor límite dado por [52], debido a que las frecuencias admisibles en nuestros minúsculos granos cósmicos, como hemos indicado previamente, no varía de manera continua de cero a ν_m. Por consiguiente la integral con respecto a x en [52] debería reemplazarse por una suma con un número infinito de sumandos. Esto reduce obviamente de manera considerable el valor de α. Pero, aun usando la desigual-

dad [54] obtenemos de [28] que T'_2, (temperatura media cinética de los átomos que dejan la superficie) será:

$$T_2' > 6\,.\,500° \text{ K} \qquad [55]$$

Consecuentemente, la superficie de los granos cósmicos produce generalmente una perturbación en las velocidades medias de los átomos chocantes; pero esta perturbación no es sin embargo, lo suficientemente grande para producir la adsorción necesaria para que los granos cósmicos puedan crecer a expensas del gas interestelar en sus condiciones físicas medias.

Consideraremos ahora cuál sería la cantidad total de gas absorbido que se podría esperar por unidad de superficie de granos cósmicos en las condiciones reinantes en el espacio interestelar.

La isortema de adsorción de Langmuir fué deducida por Fowler ([32]) por métodos de mecánica estadística, pudiéndose escribir en la siguiente forma explícita:

$$\frac{\theta}{1-\theta} = p \frac{h^3 v_s(T)}{(2\pi m)^{3/2}(kT)^{5/2}} \frac{e^{\frac{\varepsilon_0}{kT}}}{b_g(T)} \qquad [56]$$

donde: θ es la fracción de la superficie cubierta por la primera capa adsorbida en equilibrio con el gas a la presión p; $v_s(T)$ es la función de partición correspondiente a las vibraciones de una partícula gaseosa adsorbida; $b_g(T)$, es la función de partición correspondiente a las rotaciones y vibraciones de las partículas en el gas; ε_0 es la diferencia de energía entre el estado adsorbido de energía mínima, que se toma como nivel cero de energía, y el estado de energía más bajo de una partícula libre en el gas.

Hemos demostrado ([33]) que la isoterma [56] puede deducirse como un caso particular de la conocida fórmula de la acción de masa. Por consiguiente, podemos usar aquí, para determinar el efecto de la radiación diluída en la adsorción, un método totalmente similar al que hemos seguido en la sección II al aplicar la ecuación de la acción de masa a la formación de moléculas en el espacio interestelar. Teniendo en cuenta, además, las condiciones físicas imperantes en el espacio interestelar, la mayoría de las partículas ad-

([32]) *Proc. Camb. Ph. Soc.* **31**, 260 (1935).
([33]) F. CERNUSCHI. — *Comp. Rendus* (Paris), **206**, 585 (1938).

sorbidas se encontrarán en el estado de energía mínima (por lo tanto $\nu_s(T) \backsim 1$) y, si se desprecian las rotaciones y vibraciones de las partículas gaseosas ($b_g(T) \backsim 1$), [56] podrá escribirse de la siguiente manera:

$$\frac{\theta}{1-\theta} = p \frac{h^3}{(2\,\pi m)^{3/2}\,(kT)^{5/2}} \, \frac{e^{\frac{\varepsilon_0}{kT}}}{w}, \qquad [57]$$

en la que w representa al coeficiente de dilución de la radiación. Substituyendo los valores numéricos correspondientes a las condiciones medias del espacio interestelar ($2\pi m \backsim 10^{-23}$; $p \backsim 10^{-12}$ dinas/cm; $kT \backsim 10^{-12}$; $w \backsim 10^{-14}$; $\varepsilon_0 \backsim 10$ e. v.) obtenemos:

$$\theta \sim 10^{-8}. \qquad [58]$$

Dado que, por unidad de área, hay alrededor de 10^{16} centros de adsorción, vemos que por unidad de superficie de granos cósmicos en equilibrio con la radiación diluída y el gas cósmico, pueden esperarse 10^{8} partículas adsorbidas. Por lo tanto, a la supeficie de un grano cósmico de radio 10^{-5} cm le correspondería en promedio 10^{-2} partículas adsorbidas.

Deseamos puntualizar además, que una pequeña cantidad de gas cósmico, puede infiltrarse por difusión dentro de los granos cósmicos (34). En algunos cristales se puede suponer la existencia de una serie de « agujeros » de bajo potencial energético, distribuídos periódicamente de acuerdo a la estructura de la red cristalina. Estos « agujeros » pueden ser ocupados por las partículas del gas por un proceso de difusión a través de la superficie del cristal. Si se substituyen los centros de adsorción de la superficie de un sólido por los « agujeros » del interior de un cristal, se pueden desarrollar, siguiendo un procedimiento de mecánica estadística similar, fórmulas parecidas a [56] y [57]. Consecuentemente, se podría esperar que la relación entre « agujeros » ocupados y no ocupados es, en el espacio interestelar, a lo máximo, del orden de 10^{-8}. Si suponemos que tenemos un promedio alrededor de 10^{20} « agujeros » por c.c., habrán aproximadamente 10^{12} partículas difusas del gas por c.c. de sólido. A pesar de la pequeñez del monto de gas difuso

(4) Ver, por ejemplo: RICHARD W. BARRER. — *Diffusion in and through Solids* (1941); C. SMITHELLS and R. H. FOWLER. — *Proc. Roy. Soc.* **160**, 38 (1937).

y adsorbido por los granos cósmicos, es, probablemente, suficiente para explicar la producción de gas en los cometas cercanos al sol, haciendo la hipótesis de que los cometas están constituídos por asambleas de partículas sólidas ([35]). El desprendimiento de gas, al acercarse los cometas al sol, sería provocado por la variación en el valor del coeficiente de dilución y regido por ecuaciones del tipo [57] en las que α debería considerarse variable.

Llegamos a la conclusión, por lo tanto, de que es muy improbable que los granos cósmicos existentes puedan crecer por procesos de adsorción o difusión de átomos del gas interestelar. Las pequeñísimas cantidades de gas adsorbido y difuso en los granos cósmicos, pueden, sin embargo, ser importantes cón referencia a otros fenómenos astronómicos, como, por ejemplo, para explicar la producción de gases en los cometas en sus cercanías del sol.

Resultaría sumamente importante que se efectuaran experimentos sobre la determinación de coeficientes de adsorción correspondientes a condiciones físicas similares a las existentes en el espacio interestelar. En estos experimentos deberían usarse rayos atómicos de los elementos existentes en el gas interestelar a una velocidad media equivalente a la correspondiente a la temperatura del gas cósmico. La substancia que se utilizara como blanco, debería mantenerse a temperaturas muy bajas, mediante el uso de helio líquido. De esa forma sería posible encontrar evidencia experimental sobre algunos de los procesos fundamentales que tienen lugar en el espacio interestelar y cuyo conocimiento es esencial para una más completa comprensión de importantes y variados procesos cosmogónicos.

IV

Cargas eléctricas de los granos cósmicos

En la sección precedente hemos estudiado la interacción del gas interestelar con los granos cósmicos, suponiendo implícitamente que éstos eran eléctricamente neutros. Si estuvieran eléctricamente cargados, las conclusiones a que hemos llegado anteriormente podrían quizás modificarse. Si los granos cósmicos estuvieran positivamente cargados, los iones positivos chocantes serían reflejados con mayor intensidad por la superficie del sólido. Si, por el contrario, estu-

([35]) Ver, por ejemplo: B. A. Vorontsov-Velyaminov. — *Ast. J. of Soviet Union*, **22**, 317 (1945).

vieran cargados negativamente, la fuerza de la atracción entre los iones positivos y los granos, se incrementaría proporcionalmente a la carga eléctrica del grano y, por consiguiente, el porcentaje de iones positivos gaseosos adsorbidos, también se incrementaría. Consecuentemente, el problema del crecimiento de los granos cósmicos está directamente relacionado con el problema de sus posibles cargas eléctricas.

El problema de las cargas eléctricas de los granos cósmicos, ha sido investigado especialmente por Jung ([36]) y por Spitzer ([37]). Jung ha llegado a la conclusión de que los granos cósmicos tienen, en promedio, un potencial eléctrico positivo de alrededor de 10 voltios, mientras que de acuerdo a la teoría de Spitzer el potencial correspondiente sería negativo y de — 2,2 voltios aproximadamente.

Jung supone en sus cálculos que la radiación en el espacio interestelar tiene una densidad media, correspondiente a una temperatura efectiva, de 3°,18 K. Este es el valor dado por Eddington, que, en una primera aproximación, es perfectamente aceptable. Como la radiación en el espacio interestelar tiene una longitud de onda efectiva correspondiente a una temperatura media de 10.000° K, Jung multiplica la distribución de la energía dada por la ley de Plank por el siguiente coeficiente de la ley de dilución:

$$W = \left(\frac{3,18}{T}\right)^4 \qquad [59]$$

que resulta de la ley de Stefan.

La densidad de radiación, en el espacio interestelar, entre las frecuencias ν y $\nu + d\nu$ será:

$$\rho_\gamma \, d\gamma = \frac{8 \pi h \gamma^3}{c^3} \frac{W}{e^{\frac{h\gamma}{kT}} - 1} d\gamma \qquad [60]$$

y el número de quanta de luz, en el mismo intervalo de frecuencia, que chocan con la unidad de superficie será:

$$N_\gamma \, d\gamma = \frac{\rho_\gamma c}{h \gamma} = \frac{8 \pi \gamma^2}{c^2} \frac{W}{e^{\frac{hk}{kT}} - 1} d\gamma \qquad [61]$$

([36]) Veröffentlichungen der Sternwarte Breslau N° 9, 426 (1938).
([37]) *Ap. J.* 93, 369 (1941).

Es bien sabido, en el estudio del efecto fotoeléctrico, que para arrancar un electrón, es necesario que el fotón chocante tenga una energía por lo menos igual al umbral de energía del sólido correspondiente. Este umbral de potencial tiene, en voltios, para algunas substancias principals, los siguientes valores ([38]): aluminio, de 2,5 a 3,6; oro, 4,82; carbón, 4,7; calcio, 2,7; potasio, de 1,76 a 2,25; cobre, de 4,1 a 4,5; sodio, de 1,90 a 2,46; plomo de 3,5 a 4,1; hierro, 4,72. Tomaremos un valor de 5 voltios para el umbral de potencial de los granos cósmicos para no sobreestimar la influencia del efecto fonoeléctrico.

Las teorías de Jung y Spitzer se refieren a las cargas eléctricas de granos metálicos, p. ej., de hierro. Hemos indicado ya que, muy probablemente, los granos cósmicos están constituídos por substancias dieléctricas. Este punto no está, todavía, lo suficientemente aclarado y necesita investigaciones ulteriores. De acuerdo a nuestra hipótesis sobre la formación de granos cósmicos, debería existir una mezcla de granos de diversos tipos de dieléctricos y de metálicos, con predominancia de los primeros. Consideraremos primeramente, el caso de granos metálicos, porque fué el caso considerado por Jung y Spitzer; y presentaremos, luego, algunas consideraciones referentes a las cargas eléctricas posibles de granos de substancias dieléctricas.

Jung integra [61] de ν_0, la frecuencia correspondiente al umbral de potencial, a infinito para obtener el número total de fotoelectrones producidos por la radiación por unidad de superficie. Esto implica que cada fotón con una frecuencia igual o mayor que ν_0 desprenderá del sólido un electrón. El grado de eficiencia del efecto fotoeléctrico, no es, en ningún caso, tan alto como lo supuso Jung. La mayor eficiencia observada para el efecto fotoeléctrico, es la que corresponde al potasio, el que suministra, para la longitud de onda correspondiente al máximo selectivo, un electrón por cada 14 quanta incidentes sobre su superficie ([39]). Para metales como el platino, el aluminio, el oro y quizá también para el hierro, se obtiene, en promedio, un electrón por cada mil fotones. Muchos metales (p. ej. Pl, Au, Ag, y quizás también Fe), exhiben curvas de rendimiento del efecto fotoeléctrico que son, en función de la frecuencia, monótonas crecientes. Por lo tanto, si

([38]) A. L. Hughes y L. A. Du Bridge, *Photoelectric Phenomena* (1932).
([39]) A. L. Hughes y L. A. Du Bridge, *loc. cit.*, p. 171.

recordamos que la componente de la radiación ultravioleta en el espacio interestelar resulta algo reforzada por las altas temperaturas de las coronas estelares, no sobreestimaremos la eficiencia del efecto fotoeléctrico en los granos metálicos en el espacio interestelar, al considerar un coeficiente de rendimiento del orden de 10^{-3} electrones por quantum de energía mayor que $h\nu_0$. Con esta corrección, el número total de fotoelectrones por unidad de superficie en la unidad de tiempo, será:

$$N = \frac{8\pi W}{10^3 c^2} \int_{\gamma_0}^{\infty} \frac{\gamma^2 \, d\gamma}{e^{\frac{h\gamma}{kT}} - 1}. \qquad [62]$$

A nuestro umbral de potencial de 5 voltios corresponde una frecuencia $\nu_0 = 1{,}2 \times 10^{15}$ ($\lambda_0 = 2.500$ A). Es interesante notar que la frecuencia predominante de la radiación diluída en el espacio interestelar es, para $T \sim 10.000°$ K, del mismo orden de magnitud que la frecuencia ν_0.

Jung considera que en las condiciones de equilibrio, los granos deben tener un potencial eléctrico tal, que el número total de electrones chocantes sea igual al número total de fotoelectrones producidos en el mismo intervalo de tiempo. Esto presupone implícitamente que cada electrón chocante es capturado por la superficie. Esta hipótesis resulta razonable para superficies que estén a un potencial positivo relativamente alto. Si el potencial es negativo (y aun positivo pero cercano a cero), un porcentaje elevado de los electrones chocantes será reflejado por la superficie; y, por lo tanto, los fotoelectrones tendrán un peso mucho mayor en el balance eléctrico.

La mayoría de los experimentos realizados con rayos electrónicos que chocan con superficies de distintas substancias, han tenido por propósito principal el estudio de las reflexiones selectivas y el comportamiento ondulatorio de los electrones; o bien, han sido efectuados en condiciones completamente diferentes de las correspondientes al espacio interestelar (40). Lo mismo puede decirse de los

(40) Geherts, *Ann. d. Phys.* **36**, 995 (1911). O. von Baeyer, *Phys. Zeitchr.* **10**, 176 (1906). N. R Campbell, *Phil. Mag.* **22**, 276 (1911); **24**, 527 (1912); **25**, 803 (1913); **28**, 286 (1914); **29**, 369 (1915). A. W. Hull, *Phys. Rev.* **7**, 1 (1917). I. G. Barber, *Phy. Rev.* **17**, 322 (1921). F. Horton y Miss A. C. Davis, *Proc. Roy. Soc. A.* **97**, 23 (1920). Davidsson y Kusman, *Science*, **54**, 522

últimos experimentos efectuados sobre el tema cuyos resultados no han sido aun publicados, de acuerdo a la información suministrada por especialistas de la materia. Resultaría muy valioso que se realizaran algunos experimentos sobre el bombardeo de superficies de diferentes substancias con electrones, en condiciones lo más similares posibles a las existentes en el espacio interestelar. Deberían utilizarse rayos electrónicos de una energía cinética de alrededor de 1 e. v. y medir los porcentajes de electrones reflejados correspondientes a diferentes potenciales eléctricos de las superficies bombardeadas. Hasta que tales experimentos no hayan sido efectuados, no podremos estar seguros de los porcentajes de electrones capturados por superficies de diversas substancias en función del potencial eléctrico de las mismas.

La distribución de Fermi-Dirac de los electrones libres dentro del metal, es indudablemente perturbada por la adición de electrones extras, debido a que éstos rompen el balance eléctrico. Esto producirá muy probablemente una reducción en el valor del umbral de potencial y, por consiguiente, el proceso fotoeléctrico tenderá a ser más eficiente. Este efecto, conjuntamente con el hecho de que la mayoría de los iones positivos chocantes sobre una superficie cargada negativamente se neutralizan antes de abandonar la superficie, tenderá a impedir que los granos puedan adquirir un potencial eléctrico negativo tan elevado en valor absoluto como el dado por Spitzer. Además de esto, si consideráramos las componentes ultravioletas debidas a coronas estelares y novas, la producción de fotoelectrones se incrementaría; por lo tanto, el valor que hemos tomado para el coeficiente de rendimiento del proceso fotoeléctrico, puede considerarse como un valor razonable en el que se comete muy probablemente un error por exceso. Consideraciones similares son también aplicables a granos de substancias dieléctricas.

De los resultados experimentales disponibles en la actualidad, podemos, sin embargo, deducir que para una superficie cargada negativamente, la mayoría de los electrones son reflejados y que, algunas veces, el número de electrones que escapan de la superficie como consecuencia del bombardeo electrónico, es mayor que el de electrones chocantes. No conocemos todavía las curvas expe-

(1921). H. E. FARNSWORTH, *Phy. Rev.* **20**, 358 (1922). DAVISSON y GERMER, *Phy. Rev.* **30**, 705 (1927).

rimentales precisas que representan los porcentajes de los electrones que escapan en función de las energías de los electrones chocantes, correspondientes a diferentes potenciales eléctricos (positivos y negativos) de las superficies de los sólidos de las diversas substancias consideradas. Supondremos provisoriamente, de acuerdo con los datos experimentales existentes, que para potenciales eléctricos negativos pero cercanos a cero y en las condiciones físicas medias correspondientes al espacio interestelar, sólo alrededor del 10 % de los electrones chocantes sobre la superficie del grano, pueden ser capturados. Cuando la carga del grano es negativa, la mayoría de los protones chocantes se neutralizan antes de abandonar la superficie. Por consiguiente, si N_{el} es la densidad de los electrones; V_{el} su velocidad media (4×10^7 cm/seg); N_p, la densidad de protones; V_p, su velocidad media ($\sim 10^6$ cm/seg), tendremos, para las condiciones de equilibrio, la siguiente relación:

$$\frac{N_{el}\, V_{el}}{10}\left(\frac{r'}{r}\right)^2 = N_p\, V_p \left(\frac{r''}{r}\right)^2 + N \qquad [63]$$

donde r es el radio del grano; r' y r'', los radios de las secciones eficaces para los choques con electrones y protones respectivamente; y N, viene dado por [62]. La ecuación [63] será una buena aproximación cuando el potencial eléctrico del grano sea negativo. En general, en lugar de 10^{-1} en el primer miembro de [63], deberíamos escribir un coeficiente que dependiera del radio y del potencial eléctrico del grano, y de la velocidad de los electrones chocantes, el que podría determinarse experimentalmente. Entre r, r' y r'' existen las siguientes relaciones:

$$\left(\frac{r'}{r}\right)^2 = 1 + \frac{2\,\Phi}{V_{el}^2\,\dfrac{m_{el}}{e}}$$

$$\left(\frac{r''}{r}\right)^2 = 1 - \frac{2\,\Phi}{V_p\,\dfrac{m_p}{e}} \qquad [64]$$

donde Φ es el potencial eléctrico del grano; m_{el} y m_p las masas, respectivamente, del electrón y del protón; y e, la carga eléctrica elemental. Obtenemos de [62] para $h\nu_0 = 5$ e. v.:

$$N = 10^{19}\, W \qquad [65]$$

Substituyendo en [64] los correspondientes valores numéricos, obtenemos, si Φ se mide en voltios:

$$\left(\frac{r'}{r}\right)^2 = 1 + 0{,}77\,\Phi$$
$$\left(\frac{r''}{r}\right)^2 = 1 - 0{,}77\,\Phi \qquad [66]$$

Para las regiones $H\,II$, donde todo el hidrógeno está ionizado, tenemos $N_{el} = N_p \backsim 1$; y de [63], [65] y [66] obtenemos:

$$4 \times 10^6 (1 - 0{,}77\,\Phi) = 10^6 (1 + 0{,}77\,\Phi) + 10^{19}\,W \qquad [67]$$

Vemos que para las partes de las regiones $H\,II$ en las que el coeficiente de dilución $W > 10^{-12}$ (donde un minúsculo cuerpo negro alcanzaría una temperatura algo mayor que 10 grados absolutos), el número de electrones fotoeléctricos, será mayor que el de electrones chocantes sobre una superficie neutra y por consiguiente, los granos (metálicos o dieléctricos) tomarán una carga positiva. En las partes de las regiones $H\,II$ en las que $W \leq 10^{-14}$ el potencial eléctrico de los granos será negativo.

Calculamos primeramente el potencial probable en las regiones para las que el coeficiente de dilución $W = 10^{-14}$. Vemos que, en este caso, podemos despreciar el efecto fotoeléctrico (como se hace en la teoría de Spitzer) y de [67] obtenemos:

$$\Phi \sim -0{,}7 \text{ volts.} \qquad [68]$$

Este valor, es sin embargo, mayor que el dado por Spitzer, porque él considera que todos los electrones chocantes son capturados.

Lo que precede se aplica solamente a las regiones $H\,II$, en las que casi todos los átomos de hidrógeno están ionizados. Según Strömgren, las regiones $H\,II$ ocupan, sin embargo, solamente el 10 % del espacio interestelar. Volvamos ahora a las regiones $H\,I$, donde todos los electrones libres provienen de otros elementos fuera del hidrógeno, y donde, probablemente, $N_{el} \backsim 10^{-3}$, $N_p \backsimeq 0$. Es importante tener en cuenta que los granos cósmicos son, probablemente, más abundantes en las regiones $H\,I$ donde aparecen la mayoría de las nebulosas negras. Este punto requiere ulteriores investigaciones para su definitiva aclaración. En la última sección de este trabajo nos referiremos y extenderemos algunas interesantísimas ideas de-

Spitzer referentes al efecto que la presencia de granos cósmicos puede producir en la disminución de la temperatura cinética de los átomos en las regiones $H\,I$, y las consecuencias que esta disminución puede producir en los procesos de condensación y de formación y evolución de nebulosas negras y de nubes de granos cósmicos.

Si consideramos que todos los electrones chocantes son capturados cuando el potencial eléctrico del grano cósmico es positivo, tendremos, para las condiciones de equilibrio en las regiones $H\,I$:

$$10^{-3}\, V_{el} \left(\frac{r'}{r}\right)^2 = \frac{8\,\pi\, W}{10^3\, c^2} \int_{\gamma'}^{\infty} \frac{\gamma^2\, d\,\gamma}{e^{\frac{h\,\gamma}{k\,T}} - 1} \qquad [69]$$

Cuando el grano tiene un potencial positivo Φ, se debe reemplazar ν_0 en [62] por ν', que es la frecuencia correspondiente al umbral del potencial P más Φ. Si escribimos $P + \Phi = A$, medido en voltios, ν' viene dada por $2{,}43 \times 10^{14}\, A$.

Denominaremos al primer miembro de [69] N' en función de Φ para cada velocidad media V_{el}. Podemos luego presentar gráficamente la correspondiente función y calcular aproximadamente su integral. Efectuando los cálculos numéricos correspondientes a este caso, encontramos:

$$\Phi \sim 0{,}8 \text{ volts.} \qquad [70]$$

Consecuentemente, en las regiones del espacio interestelar donde los granos son, probablemente, mucho más abundantes, tenemos un valor del potencial eléctrico de los granos cósmicos de alrededor de un voltio. Dado que en estas regiones todos los elementos, con excepción del hidrógeno, están ionizados y, como el hidrógeno, por las razones dadas en las secciones precedentes, no puede condensarse en gotas en el espacio interestelar, esta carga positiva refuerza nuestros argumentos de las secciones anteriores, de que la mayoría de los elementos chocantes sobre la superficie de los granos cósmicos no se adherirá a ella.

Spitzer considera que los fotoelectrones no son importantes y supone que el siguiente mecanismo determina la carga de los granos cósmicos. Se admite que cada electrón, o ion positivo que choca con la superficie es capturado por ésta. Como los electrones se mueven mucho más rápidamente que los iones positivos, Spitzer supone que, en condiciones de equilibrio, el grano debe tener un

potencial negativo de valor suficiente para reducir la sección de captura de electrones y para incrementar la sección correspondiente de iones positivos, de manera tal que el número de electrones y de iones positivos chocantes, en la unidad de superficie y en la unidad de tiempo, sean iguales. Spitzer llega así al resultado de que a los granos metálicos les corresponde un potencial de $-2{,}2$ voltios. La influencia del efecto fotoeléctrico, aun teniendo en cuenta todos los factores restrictivos, no es despreciable en la mayor parte del espacio interestelar. El mecanismo de Spitzer puede considerarse aproximadamente válido para aquellas partes del espacio interestelar donde la densidad de materia y el grado de ionización son más altos que los valores medios correspondientes. Bajo estas condiciones, no comunes, y cuando el coeficiente de dilución es también bajo, se puede despreciar el efecto fotoeléctrico. Aun en estos casos extremos, un alto porcentaje de los electrones chocantes sobre una superficie cargada negativamente, sería reflejado o difractado en vez de ser capturado. Con referencia a este punto, mencionamos los resultados de Farnsworth [41], quien encontró en forma más bien accidental, que cuando un haz de electrones de alrededor de 1 e. v. choca a una superficie metálica con un potencial de alrededor de $-0{,}8$ voltios, se obtiene una reflexión total de los electrones chocantes. Muy probablemente, un porcentaje no despreciable de reflexión se obtenga aun con un potencial negativo más pequeño en valor absoluto. Por lo tanto, los granos metálicos, inclusive en las regiones más densas del espacio interestelar y con el más alto grado posible de ionización, no podrán alcanzar un potencial negativo mucho menor a -1 voltio. Aparte de esto, cuando el potencial es negativo, los iones positivos chocantes pueden neutralizarse en el momento de ser refljados por la superficie. Por lo tanto, el efecto de los choques de iones positivos impedirá que el potencial negativo decrezca más allá de cierto límite.

Una fracción por lo menos, de los granos cósmicos, está, de acuerdo al estado actual de las investigaciones, constituída por substancias dieléctricas. Pasaremos ahora a analizar, someramente, el problema de las cargas eléctricas probables para granos cósmicos dieléctricos.

(41) *Phy. Rev.* 20, figs. 2 y 3, y p. 336 (1922).

Los valores posibles para las energías de los electrones libres, en una red cristalina, vienen dados ([42]) por bandas de energías posibles separadas por bandas de energías prohibidas. Los electrones se distribuyen en cada zona de energías posibles de acuerdo a la estadística de Fermi-Dirac. A. H. Wilson ([43]) ha demostrado que cuando los electrones de valencia llenan completamente una banda admisible, y cuando la siguiente banda admisible está vacía, resulta imposible establecer una corriente eléctrica, siendo el cristal, en tales circunstancias, un aislador. Consecuentemente, en un dieléctrico sólido, todos los electrones libres están en las bandas de energía posibles más bajas, en las que no habrá « agujeros » para nuevos electrones . Esto resulta así, sobre todo, cuando la temperatura del dieléctrico es cercana al cero absoluto, como acontece en nuestro problema cosmogónico. A temperaturas ordinarias, algunos pocos electrones pueden saltar a la próxima banda de energía admisible. El salto energético entre la última banda de energía posible llenada por electrones y la próxima zona de energía posible vacía, es de alrededor ([44]) de 5 e. v. Por lo tanto, para que un dieléctrico sólido adquiera las temperaturas extremadamente bajas correspondientes al espacio interestelar, un potencial negativo, tendría que capturar electrones con energías cinéticas mayores que 5 e. v.; y en tales circunstancias, probablemente, la mayoría de estos electrones escaparían.

El efecto fotoeléctrico tiene lugar también en cristales dieléctricos; pero no existen en estas substancias muchos datos experimentales sobre dicho efecto. En general, el umbral para el efecto fotoléctrico en cristales dieléctricos, se encuentra mucho más alejado en el ultravioleta.

Concluímos que, para granos cósmicos dieléctricos, debe esperarse un potencial eléctrico cercano a cero y posiblemente positivo, para las condiciones físicas medias del espacio interestelar. Por consiguiente, bajo ninguna circunstancia, podemos esperar que en las condiciones físicas medias del espacio interestelar, los granos cósmicos puedan adquirir un potencial eléctrico que invalide las conclusiones a que hemos llegado en las secciones precedentes. Las conclusiones a que hemos llegado en el estudio de las posibles car-

([42]) Ver, p. ej. L. Brillouin, *Les Statistiques Quantiques.*

([43]) *Proc. Roy. Soc. A.* **133**, 458 (1931); **134**, 277 (1931).

([44]) F. Cernuschi, *Porc. Camb. Ph. Soc.* **32**, 278 (1936).

gas eléctricas de los granos cósmicos, tienden a reforzar, más bien, nuestras conclusiones sobre interacción entre el gas y los granos cósmicos.

En un próximo trabajo el autor analizará algunos problemas especiales directamente relacionados con los temas desarrollados en este trabajo y utilizará los resultados obtenidos para desarrollar una nueva teoría sobre formación y evolución de nubes de granos cósmicos.

El autor desea dejar expresa constancia de su agradecimiento al Dr. Bart J. Bok por sus utilísimas discusiones sobre problemas encarados y a la Fundación Guggenheim y la Asociación para el Progreso de los Estudios Superiores por las becas que le otorgaron, las que hicieron posible, entre otros, el presente trabajo.

REVISION DEL GENERO *PLECTONYCHA* LAC.

(*Col. Chrysomeloidea*)

POR

F. MONRÓS

INTRODUCCION

La circunstancia afortunada de conocer casi todas las especies componentes del género *Plectonycha*, unida al hecho de ser éste un grupo relativamente mal conocido y en el cual hay algunos errores que enmendar, me han tentado a efectuar una breve revisión del mismo. También el hecho de ser justamente la Argentina el lugar en que hasta ahora se ha coleccionado un mayor número de especies.

COLECCIONES CITADAS EN EL TEXTO, Y ABREVIATURAS EMPLEADAS:

colección Bosq, Buenos Aires
» Bridarolli, San Miguel, F. C. P.
» Garcín, Luján, F. C .O.
» Monrós, Buenos Aires
» Museo Argentino de Ciencias Naturales « Bernardino Rivadavia », que comprende:
  ex-col. Antigua Berg-Burmeister (Burm. MBA)
  » Brèthes (Brèth. MBA)
  » Bruch (Bruch, MBA)
» Museo de La Plata, La Plata, que incluye:
  ex-col. Berg (Berg LP)
  » Denier (Denier LP)
  colección general (LP)
  ex-col. Richter (Richter LP)
» Pellerano, Vicente López, F. C. C. A.
» Prosen, Buenos Aires
» Viana, Buenos Aires.

Agradezco a los poseedores de las citadas colecciones la facilidad acordada al permitirme en todos los casos la revisión y estudio de sus materiales. Igualmente hago constar mi agradecimiento al Dr. B. Podtiaguin, Asunción (Paraguay), por las interesantes especies que me ha remitido.

ILUSTRACIONES

Si a las ilustraciones aparecidas en los diferentes trabajos que se ocupan de este género, se suman las que acompañan la presente revisión, se tendrá representada, por lo menos, alguna forma de cada una de las especies que lo componen. Me ha parecido innecesario volver a dibujar las especies que ya lo han sido porque las publicaciones en que así se ha hecho son todas de vasta difusión y fácil consulta.

HISTORIA

La historia de *Plectonycha* es corta y simple:

Fué creado en 1845 por Lacordaire, quien conoció cinco especies. Chapuis, en 1874, y Jacoby & Clavareau, en 1904, copian casi sin modificar, la descripción de Lacordaire.

Plectonycha Lac.

Según Blackwelder, 1946	Según esta revisión
1. *P. aequinoctialis*	1. *P. correntina*
2. *P. brochoni*	1a. *P. correntina immaculata*
3. *P. correntina*	1b. *P. correntina correntina* (1) (2)
4. *P. fromonti*	c. *P. correntina juncta* (3)
5. *P. immaculata*	2. *P. fromonti*
6. *P. tenuicollis*	2a. *P. fromonti fromonti*
7. *P. testaceipes*	2b. *P. fromonti testaceipes* (4)
8. *P. variegata*	3. *P. atrolineata*
	4. *P. tenuicollis*
	4a. *P. tenuicollis aequinoctialis*
	4b. *P. tenuicollis tenuicollis*
	5. *P. variegata* (4)
	6. *P. brochoni*
	7. *P. melanoptera* (5)

(1) Especie señalada por primera vez del Uruguay.
(2) Especie señalada por primera vez del Paraguay.
(3) Variedad nueva.
(4) Especie señalada por primera vez de la Argentina.
(5) Especie nueva.

A las cinco especies originarias, Donckier, Brèthes y Pic agregan una cada uno. En la presente revisión describo dos nuevas y modifico el valor de algunas otras.

La composición de este género, tal como se la entendía hasta ahora y tal como puede quedar a consecuencia de esta revisión, queda indicada en el cuadro de la página anterior.

POSICION SISTEMATICA

El presente género pertenece a la familia *Crioceridae* y puede colocarse cerca de *Lema*, de que se distingue principalmente por la forma del metasterno (fig. 1). La cabeza y el pronoto, relativamente pequeños con relación a los élitros, confieren a las especies del



FIG. 1. — Pro-, meso- y metasterno (el mesosterno grisado). *a*, *Plectonchya*; *b*. *Lema*.

género *Plectonycha* un aspecto característico que hace posible separarlas a primera vista de *Lema*, en que aquellas piezas suelen ser mayores.

DISTRIBUCION

El género *Plectonycha* es exclusivamente neotropical y queda limitado a la parte continental de Sudamérica. Una ojeada a la figura 2 puede dar una idea de su dispersión aproximada. La circunstancia de que un máximo de especies hayan sido coleccionadas en la Argentina, parece deberse más a una simple coincidencia, que al hecho de ser este país más rico en especies que otros de la América del Sur.

IMPORTANCIA ECONOMICA

Plectonycha correntina ha sido señalada por Bosq en su lista de coleópteros nocivos a la agricultura (Bosq, 1943 : 34). Sin embargo, tal especie se alimenta exclusivamente de *Boussingaultia gracilis*

pseudobasselloides Haumann, basellácea de que se nutren también otras especies de *Plectonycha* y que carece de todo interés económico.



FIG. 2. — Dispersión del género *Plectonchya* LAC.

CARACTERES MORFOLOGICOS

Aspecto general parecido al de ciertas *Lema* neotropicales, pero cabeza y pronoto menores. Tamaño siempre por debajo de 10 mm. forma relativamente robusta, a veces compacta, a veces moderadamente alargada, nunca muy convexa. Cuerpo glabro y más o menos brillante, sin colores metálicos.

Cabeza: Pequeña, poco estrechada detrás de los ojos, que son moderadamente salientes. Frente recorrida por un surco medio longitudinal, atenuado delante, y por dos surcos laterales oblicuos y menos profundos, que corren por el borde interno de los ojos. Escotadura ocular interna poco profunda. Antenas aproximadamente del largo de la mitad del cuerpo, apenas engrosada hacia el ápice, relativamente gruesas. Antenito basal subgloboso; 2º globoso, más corto que el anterior; 3º cónico, del largo del 1º; 4º a 7º cónicos, el 5º

normalmente el más largo; 8º a 10º cilíndricos, poco más largos que anchos; 11º cilíndrico, aguzado en el ápice, más corto que el 10º. Antenas separadas en la base por todo el ancho de la cabeza más o o menos pubescentes en todos sus antenitos.

Pronoto: Transverso, visiblemente más estrecho que los élitros. Bordes anterior y posterior más o menos rectos y paralelos; los laterales sinuados en la mitad. Los ángulos redondeados, en cada uno de ellos una cerda. Algo convexo transversalmente y con una impresión punctiforme discal, cerca de la base.

Escudete: Pequeño, triangular, de ángulos redondeados.

Elitros: Más o menos oblongos y subparalelos, algo convexos. Angulo humeral obtuso; lados paralelos en los dos tercios basales y luego conjuntamente redondeados en una curva más o menos semicircular. Con un estrecho reborde lateral y 10 líneas de puntos regulares y enteras en cada uno, de las que la primera, en la mitad apical, se transforma en surco poco profundo. Impresión humeral en la base de la 5ª línea de puntos, poco marcada. Sin traza de depresión post-escutelar.

Parte inferior: Procoxas contiguas, el prosterno invisible entre las mismas.

Mesosterno muy reducido. Metasterno grande, con el borde anterior avanzado entre las mesocoxas hacia el mesosterno, que queda dividido (fig. 1, *a*).

Primer ventrito visiblemente mayor que cualquiera de los demás.

Patas: Relativamente cortas y robustas. Coxas subglobosas. Fémures más o menos fusiformes alargados, los posteriores más cortos que el abdomen. Tibias muy poco engrosadas hacia el ápice, donde son pubescentes, y con dos cortos espolones cónicos. Tarsos moderadamente largos. Primer tarsito triangular alargado; 2º triangular transverso; 3º bilobulado, el último notablemente más largo que los lóbulos del tercero; uñas soldadas en el tercio basal (carácter común con *Lema* y diferencial con *Crioceris*).

Color: Nunca metálico. Testáceo a rojizo-anaranjado, a veces uniforme, otras con dibujos negros en pronoto y élitros. Parte inferior y patas frecuentemente negras.

DIMORFISMO SEXUAL

Caracteres secundarios poco manifiestos. El ♂ menor y más corto que la ♀.

VARIABILIDAD

Las manchas negras elitrales, cuando existen, muestran tendencia a variar aumentando o disminuyendo su tamaño, número y forma y dando origen a ciertas confusiones en la determinación de las especies, que tratarán de aclararse en las páginas siguientes.

A pesar de la falta de material vivo, que permitiría conocer fácilmente la naturaleza de estas variaciones por el estudio de la progenie, y generalizando lo que he podido observar en el complejo de *P. correntina*, creo que pueden ser interpretadas genéticamente como fluctuaciones, en las que pueden establecerse largas series con toda clase de tipos intermedios y que no es posible reproducir por herencia. Sistemáticamente, no atribuyo a variaciones de esta índole ningún valor y creo que la expresión « Variedad », a pesar de su ambigüedad, es el término taxionómico que mejor les corresponde. Con un poco de buen humor y otro poco de suerte, podrían describirse casi tantas de estas « variedades », como ejemplares uno haya podido estudiar, pero en la idea que ello no es de la menor utilidad, en el presente trabajo me he limitado a respetar las ya descritas y a agregar una más, que por su índole podría hacer considerar a los ejemplares que la presentan como pertenecientes a una especie diferente de aquella a que realmente corresponden.

METAMORFOSIS Y ETOLOGIA

Se conocen las metamórfosis de *P. correntina*, que no difieren de las habituales en *Crioceridae* y que pueden sintetizarse así:

Los huevos son colocados en grupos de ocho, diez o más, en la parte inferior de la planta huésped. La larva, de tipo habitual en *Crioceridae*, se cubre completamente con sus excrementos y crisalida después de unas dos semanas de vida larval. La ninfosis se efectúa dentro de un capullo, formado por una secreción bucal de la larva, que al contacto del aire se seca y endurece formando grumos. El capullo puede encontrarse sobre el suelo, no lejos de la planta huésped o adherido al tronco de la misma, a nivel del cuello de la raíz. Después de unos quince o veinte días de formado el capullo, eclosiona la imago.

Los estados preparatorios de *P. correntina* y sus características morfológicas han sido descritos y dibujados con todo detalle por

Bruch (1906 : 211, pl. 2, fig. 1-10). Sin embargo, como que dicho autor no ilustra el capullo ninfal, me ha parecido oportuno reproducir uno, correspondiente a la misma especie y existente en mi colección (fig. 3).



Fig. 3. — Capullo ninfal de *Plectonchya correntina* Lac. *a*, parte exterior; *b*, sección longitudinal, después de la eclosión.

Los adultos de todas las especies que conozco vivas, presentan hábitos idénticos a los de muchas *Lema* y géneros vecinos.

Son vivaces, de vuelo ágil, se reúnen varios sobre una misma hoja de la planta huésped y al ser molestados producen un ruído parecido al de *Lema*, *Crioceris* o *Lilioceris*, aparentemente por frotamiento de la base del pronoto con la base de los élitros, aunque no he sabido encontrar ninguna rugosidad que así lo revelara, en el examen bajo binocular.

ESPECIE TIPICA

Plectonycha variegata Lac., del Brasil y Argentina.

TABLA PARA LA DETERMINACION DE LAS ESPECIES Y VARIEDADES

Baso esta clave en diferencias de coloración, a pesar de no ignorar el poco valor que a veces presentan caracteres de esta índole,

sobre todo porque no existen caracteres estructurales diferenciales de fácil interpretación y aún éstos varían dentro de la misma especie tanto como los colores. En cuanto al análisis del genital ♂, su simplicidad y semejanza en las formas revisadas y la falta de material abundante y propio en el que poder trabajar cómodamente, me impiden considerarle como carácter taxionómico.

1 (2). — Elitros y patas completamente negros. Cabeza y pronoto rojo anaranjados. Argentina. .... *P. melanoptera* n. sp.
2 (1). — Elitros no completamente negros; testáceos o testáceos con manchas negras.
3 (4). — Elitros con líneas longitudinales negras brillantes, dispuestas como sigue: Espacio comprendido entre 1ª y 2ª línea de puntos; base del espacio comprendido entre 3ª y 4ª; espacio comprendido entre 5ª y 6ª; ápice del espacio entre 7ª y 8ª; todo el espacio comprendido entre 9ª y 10ª. Argentina .... *P. atrolineata* Pic
4 (3). — Las manchas negras de los élitros, cuando existen, de ejes subiguales o transversos y dispuestas de otra manera.
5 (6). — Tercio apical de los élitros negro. Cada élitro, además, con 5 manchas del mismo color (2,3) de las que las tres medianas pueden unirse para formar una banda en zig-zag. Argentina .... *P. brochoni* Breth.
6 (5). — Tercio apical de los élitros del color del resto, o a lo sumo con una pequeña mancha en el ángulo sutural.
7 (8). — Elitros con una mancha negra aislada en el ángulo sutural. Cada uno, además, con una mancha humeral, otra circumescutelar unida a una sublateral en la mitad anterior, y una banda postmediana de bordes no paralelos, de color negro. Brasil, Argentina. *P. variegata* Lac.
8 (7). — Elitros sin mancha negra aislada en el ángulo sutural.
9 (12). — Elitros con una mancha negra sutural basal. Colombia. *P. tenuicollis* Lac.
10 (11). — Cada élitro, además, con dos grandes manchas negras cuadrangulares, una ante- y otra postmediana. *P. tenuicollis tenuicollis* Lac.
11 (10). — Cada élitro, además, sólo con la mancha negra postmediana. *P. tenuicollis aequinoctialis* Lac.
12 (9). — Elitros sin mancha sutural basal.
13 (16). — Especie mayor (largo medio 7 mm) .... *P. fromonti* Donk..
14 (15). — Elitros testáceos, sin manchas negras punctiformes. Brasil. *P. fromonti fromonti* Donck.
15 (14). — Elitros con 7 puntos negros cada uno. Brasil, Argentina. *P. fromonti tesctaceipes* Pic
16 (13). — Especie menor (largo medio 5 mm) .... *P. correntina* Lac.
17 (18). — Elitros testáceos, sin puntos negros. Argentina. *P. corr. immaculata* Lac.
18 (17). — Elitros con dibujos negros.
19 (20). — Cada élitro con 7 puntos negros aislados. Argentina, Uruguay, Paraguay .... *P. corr. correntina* Lac.
20 (19). — Algunos puntos elitrales unidos entre sí y la sutura; ésta parcialmente negra. Argentina. .... *P. correntina juncta* nov.

1. PLECTONYCHA CORRENTINA Lac. (fig. 6)

La menor y más grácil de las especies del género.

Largo: 4,3-6,2 mm, con una mayoría de individuos alrededor de 5,2 mm.

Ancho humeral: 1,8-2,4 mm.

Permite el establecimiento de varias formas subordinadas, que pueden agruparse como se indica a continuación:

1a. PLECTONYCHA CORRENTINA IMMACULATA Lac. (fig. 4 *a*)

Plectonycha immaculata LACORDAIRE, 1845: 303. — CLAVAREAU en JUNK, 1913: 84. — BRUCH, 1914: 347. — BLACKWELDER, 1946: 632.

No *Plectonycha immaculata* BURMEISTER, 1877: 57.

Podrá parecer extraño que describa una variedad antes que la forma típica. Sin embargo, creo que así sigo una ordenación más natural, por cuanto en la ontogenia —y presumiblemente en la filogenia también— las formas menos coloreadas son las primeras que aparecen.

Color: Negro brillante, con el protórax, el escudete y los élitros testáceo-amarillentos.

Esta coloración, que corresponde a la forma descrita por Lacordaire, puede variar por la aparición de cuatro líneas negras longitudinales en el pronoto.

Distribución: Argentina.

Localidad típica: Corrientes.

Ejemplares examinados: 20.

Capital Federal: Núñez, 3 (col. Prosen.).

Buenos Aires: La Plata, 3 (col. Monrós).

Misiones: Santa María, 13 (col. Viana). Puerto Bemberg, 1 (col. Monrós).

Observaciones: Considero como pertenecientes a esta variedad, a todos aquellos ejemplares que carecen de puntos negros en los élitros, cualquiera sea el dibujo de su pronoto y el color de patas y parte inferior.

Es menos frecuente en las colecciones que *P. correntina correntina*.

Todo lo que Burmeister atribuye a *P. immaculata* se refiere a un muy interesante *Crioceris*, *C. ignorata* Monrós y debe en consecuencia suprimirse de la bibliografía de *Plectonycha*.

Las diferencias que existen entre *P. correntina* Lac. y *P. immaculata* Lac. y que a continuación resumo, en ningún caso justifican una separación específica:

P. correntina Lac.	*P. immaculata* Lac.
Largo 2,5 lín. ≅ 5 mm.	Largo 2 lín. ≅ 4 mm.
Ancho 1,2 lín. ≅ 2,2 mm.	Ancho 0,8 lín. ≅ 1,6 mm.
Pronoto estrechado hacia delante.	Pronoto no estrechado hacia delante.
Elitros con 7 puntos negros; pronoto con 4 bandas negras.	Elitros y pronoto testáceos.
Fémures ferruginosos.	Patas negras.

En mi colección poseo ejemplares de *P. correntina* que corresponden, por sus dimensiones, a *P. immaculata,* y viceversa (creo probable que Lacordaire haya indicado medidas correspondientes a diferente sexo).

En cuanto a las diferencias en la forma del pronoto, son tan sutiles, que en un examen minucioso de más de medio centenar de ejemplares, no he llegado a descubrirlas.

Los puntos negros elitrales de *P. correntina,* en algunos ejemplares de Burzaco se reducen de tamaño hasta hacerse casi invisibles;

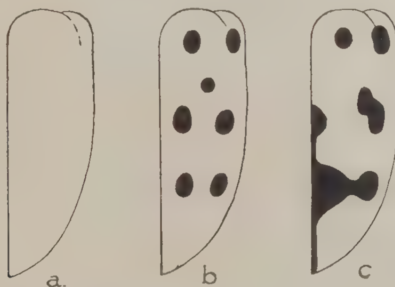


Fig. 4. — Disposición de las manchas elitrales en *Plectonychya correntina*. *a*, *P. correntina immaculata* Lac. *b*, *P. correntina correntina* Lac. *c*, *P. correntina juncta* n. var.

en otros, en cambio, de Rosario de Santa Fe, de Burzaco y de La Plata, se reducen en número, para quedar 1,2,2; 1,3,2 y 2,2,2, respectivamente. Poseo un ejemplar de *P. immaculata* de La Plata, que tiene en el pronoto las bandas negras de *P. correntina,* y un

individuo de *P. correntina* de Montevideo, cuyas patas y parte inferior son enteramente negras.

Además, he obtenido en cópula numerosos ejemplares de ambas formas, cohabitando sobre el mismo huésped.

1b. Plectonycha correntina correntina Lac. (fig. 4*b*)

Plectonycha correntina Lacordaire, 1845: 302. — Clavareau en Junk, 1913: 84. — Bruch, 1914: 347. — Blackwelder, 1946: 632.
Metamórfosis: Bruch, 1906: 211.

Color: Testáceo-ferrugíneo. Cabeza con una mancha frontal y una línea longitudinal en el clipeo, negras. Antenas con los 7 u 8 antenitos apicales negros. Pronoto con cuatro líneas negras longitudinales. Escudete negro. Cada élitro con siete puntos negros, dispuestos como sigue: 2 basales; 3 antemedianos, dispuestos de manera de formar un ángulo obtuso de vértice anterior; 2 postmedianos que determinan una línea oblicua. Tórax inferiormente negro, con una mancha lateral ferrugínea. Ventritos ferrugíneos, cada uno con una gran mancha negra central y una menor sublateral. Patas negras, con los fémures más o menos ferrugíneos.

Este dibujo, que corresponde a la forma descrita por Lacordaire, puede variar en la siguiente forma:

Cabeza: Desde completamente negra a completamente ferrugínea. Antena con 10 o sólo con los 4 antenitos apicales negros.

Elitros: Con las manchas negras reducidas a cuatro en cada uno (0,2,2).

Patas y parte inferior: Negras.

Considero pertenecientes a esta variedad todos los individuos con puntos negros en los élitros, que normalmente son siete (2,3,2), pero que se pueden reducir en cualquier forma.

Distribución: Paraguay, Uruguay, Argentina.

Localidad típica: Corrientes.

Ejemplares examinados: 70.

Paraguay: Asunción, 1 (col. Monrós; Podtiaguin leg.)

Uruguay: Montevideo, 2 (col. Garcin; col. Monrós).

Argentina: Corrientes: Santo Tomé, 1 (col. Pellerano).

Santa Fe: Rosario, 1 (col. Monrós; Martínez leg.).

Buenos Aires: Burzaco, 14 (diversas col. Ibarra-Grasso leg.); Adrogué, 1 (col. Pellerano); La Plata, 28 (diversas col.);

Campana, 3 (col. Monrós); Las Conchas, 1 (col. Bridarolli); Luján, 2 (col. Garcin).

Patria: ? 14 en diversas col.

1c. Plectonycha correntina juncta nov. (fig. 4 *c*)

Color: Como en la variedad anterior, pero las manchas negras elitrales dispuestas como sigue: 2 puntos basales; tres puntos antemedianos (forma menos oscura); dos puntos antemedianos y uno unido a la sutura (forma intermedia); una banda irregular antemediana formada por la unión de los dos puntos antemedianos externos y un punto interno unido a la sutura (forma más oscura); sutura negra en la mitad posterior; dos puntos postmedianos, de los cuales el interno adosado a la sutura (forma más clara); o fusionado a la sutura (forma intermedia) o fusionados entre sí y fuertemente unidos a la sutura (forma más oscura).

Distribución: Argentina.

Localidad típica: La Plata.

Ejemplares examinados: 3. 1 holotipo y 1 paratipo de La Plata en col. Monrós; 1 paratipo de La Plata en col. Bruch MBA.

Observaciones: Pueden incluirse en esta variedad todos los ejemplares con las manchas negras de los élitros unidas entre sí o a la sutura en una u otra forma. El ejemplar en col. Bruch, que representa la forma más oscura de esta variación, presenta un dibujo que a primera vista podría no referirse a la presente especie, pero que ha de serlo sin duda alguna, vistos los ejemplares existentes en mi colección y que sirven de nexo de unión entre *P. correntina correntina* y la forma presente.

2. Plectonycha fromonti Donck.

De la misma forma que la especie precedente, pero notablemente mayor, más intensamente pigmentada y de dispersión más boreal.

Basado en el escaso material de que he podido disponer, he construído las curvas de frecuencia de *P. correntina* y de *P. fromonti*, tomando el largo de los individuos observados como carácter de comparación. El resultado lo ha sido una curva extendida de los 4,3 a los 6,2 mm para *P. correntina*, con su máxima frecuencia en 5,2 mm y otra curva entre los 6,8 y 7,5 mm para *P. fromonti*, con su máxima frecuencia en 7,3 mm. Por esta razón acepto la presente

como especie independiente ya que no hay interferencia en el tamaño de ambas formas y a pesar de no haber encontrado ninguna diferencia morfológica.

Creo sin embargo posible que la presente especie no sea sino una subespecie de la anterior, de dispersión más boreal, como podría indicarlo el hecho, común en los *Chrysomeloidea* neotropicales, de que los individuos provenientes de lugares más cercanos al ecuador sean mayores y más intensamente pigmentados que los que proceden de lugares menos calurosos.

Largo: 6,8 a 7,5 mm.

Ancho humeral: 3 a 3,5 mm.

2a. Plectonycha fromonti fromonti Donck.

Plectonycha fromonti Donckier, 1884; 28, c.r.: CLII. Clavareau en Junk, 1913; 51: 84. Blackwelder, 1946: 632.

Color: Ferrugíneo. Piezas bucales, antenas (excepto antenito basal), ápice de los fémures, tibias y tarsos negros.

Distribución: Brasil.

Localidad típica: Río de Janeiro: Botafogo, 7 dic. 1883, 1 ejemplar.

Observaciones: Para la presente especie, esta forma representa exactamente lo que *P. correntina inmaculata* representa para *P. correntina*.

2b. Plectonycha fromonti testaceipes Pic (fig. 5)

Plectonycha testaceipes Pic, 1916, 19: 18. Blackwelder, 1946: 632.

Color: Testáceo; los 4 antenitos apicales negros. Pronoto con 2 manchas discales negras y 3 basales del mismo color. Cada élitro con 7 manchas negras, dispuestas exactamente como en *P. correntina correntina*.

Refiero a esta variedad los ejemplares por mí revisados, que difieren por lo siguiente de la breve descripción de Pic:

Cabeza con una mancha negra frontal. Pronoto sin manchas negras basales. Escudete negro. En cada ventrito una mancha negra punctiforme sublateral.

Distribución: Brasil. Argentina.

Localidad típica: No indicada por el autor de la especie.

Ejemplares examinados: 4.

Argentina: Formosa: San Juan, 8 dic. 1935, Denier LP; 2 ejs. *Patria* ? 2 en LP.



FIG. 5. — 5, *Plectonycha fromonti* var. *testaceipes* Pic. - 6. Tamaño medio de *P. correntina correntina*, en que están indicados cabeza, pronoto y élitros (a igual escala que fig. 5). - 7, *Plectonycha atrolineata* Pic. (En el élitro derecho, las líneas delgadas corresponden a las líneas de puntos). - 8. *Plectonycha variegata* Lac.

3. PLECTONYCHA ATROLINEATA Pic (fig. 7)

Plectonycha atrolineata, Pic, 1944: 12.

Tamaño mediano, menor que la especie precedente; más compacta y más convexa. Color testáceo con líneas negras longitudinales en los élitros.

Cabeza de tipo normal. Antenas más largas que cabeza y pronoto, con el 5º antenito aparentemente el más largo (falta el antenito apical). Elitros moderadamente alargados y convexos, de superficie lisa y brillante.

Color: Inferiormente rojizo testáceo, con el tórax negro. Patas y parte superior testáceo castaño. Antenas algo rojizas. Pronoto con dos bandas negras discales abreviadas. Escudete negro. Elitros con las siguientes líneas negras, brillantes, sobre fondo testáceo: una en el espacio comprendido entre las líneas de puntos 1 y 2; otra en la base del espacio entre las líneas 3 y 4; otra entre las 5 y 6;

otra en la porción apical, entre las 7 y 8, y finalmente el espacio comprendido entre las 9 y 10.

Largo: 6,8 mm.

Ancho humeral: 3,1 mm.

Distribución: Argentina: Tucumán.

Localidad típica: No indicada por el autor de la especie.

Ejemplares examinados: 1 en col. Bruch MBA.

Observaciones: Se distingue sin dificultad de cualquier otra especie por la disposición del dibujo negro elitral.

4. Plectonycha tenuicollis Lac.

Entre las dos formas componentes de la presente especie, parece reproducirse el mismo fenómeno que entre *P. correntina correntinæ* y *P. correntina immaculata* y me parece innecesario insistir otra vez sobre el mismo.

Largo: 4,6 mm.

Ancho humeral: 2 mm.

Distribución: Colombia.

4a. Plectonycha tenuicollis aequinoctialis Lac.

Plectonycha aequinoctialis Lacordaire, 1845: 301. — Clavareau en Junk, 1913: 84. — Blackwelder, 1946: 632.

Color: Ferrugíneo brillante. Cabeza con una mancha frontal, dos bandas laterales en el cuello y una línea clipeal longitudinal que termina en una gran mancha, de color negro. Antenas negras. Pronoto con una ancha banda negra a los lados del disco. Elitros con el siguiente dibujo negro: una corta línea sutural basal común y en cada uno una mancha humeral oblonga y otra preapical cuadrada, un poco incisa atrás. Tórax bordeado de negro inferiormente. Cada ventrito con dos manchas laterales negras. Patas negras con la porción basal de los fémures ferrugínea.

4b. Plectonycha tenuicollis tenuicollis Lac.

Plectonycha tenuicollis Lacordaire, 1845: 301. — Clavareau en Junk, 1913: 84.
Plectonycha variegata Jacoby & Clavareau, 1904, lam. I, f. 6.

Difiere de la precedente en que la mancha elitral preapical es algo mayor y además existe otra, de igual forma, situada delante de la mitad del élitro.

Observaciones: El dibujo de la monografía de Jacoby & Clavareau, que figura con el nombre de *P. variegata*, corresponde a la presente forma, como se desprende de la disposición de las manchas elitrales.

5. Plectonycha variegata Lac. (fig. 8)

Plectonycha variegata Lacordaire, 1845: 299. — Clavareau en Junk, 1913: 84. — Blackwelder, 1946: 632.
No *Plectonycha variegata* Jacoby & Clavareau, 1904, lám. I, f. 6.
? *Plectonycha nigrosignata* Pic, 1944: 12.

De forma algo alargada y robusta, apenas menor que *P. fromonti*.

Color: Cabeza negra, con el occipucio ferrugíneo. Antenas negras con el antenito basal ferrugíneo. Pronoto amarillo-ferrugíneo con una mancha negra cuadrangular transversa de cada lado. Escudete negro. Elitros del color del pronoto, con el siguiente dibujo negro: una ancha banda sutural basal común, que se dilata transversalmente atrás afectando la forma de una T invertida cuyas ramas casi llegan al borde lateral; una mancha humeral oblonga; una banda postmediana común, de borde anterior subrecto y posterior inciso en la sutura, y una mancha apical cuadrada o redondeada. Tórax completamente negro por debajo. Abdomen ferrugíneo, con dos manchas negras laterales en cada ventrito. Patas negras.

Largo: 7,1 mm.

Ancho humeral: 3 mm.

Distribución: Brasil. Argentina.

Localidad típica: Alrededores de Río de Janeiro.

Ejemplares examinados: 1.

Argentina: Formosa: Riacho Tohué, 5 leguas al sur de Formosa, 10 enero 1939 (col. Denier LP.).

Observaciones: El ejemplar examinado presenta cuatro líneas longitudinales en el pronoto, en lugar de las dos que indica Lacordaire.

Según se desprende de su descripción, corta e incompleta, *Plectonycha nigrosignata* Pic, del Brasil, parece no ser más que una variación insignificante de la especie presente (abdomen sin las dos manchas negras de la forma típica; dibujo elitral más reducido) y no creo que se justifique su separación ni aun considerada como variedad.

Por haber sido publicada en una revista poco asequible, transcribo la descripción de esta presunta especie:

« Oblongus, niger, articulo 1º antennarum, abdomine, thorace (illo nigro binotato), elytrisque rufis, his in singulo nigro quinque maculatis: macula basalis et suturalis quadrata, macula humeralis minuta, macula antemediana ad maculam basalis paulo juncta, macula transversa discoidalis postmediana, macula apicalis. L 5 mili. Brésil. Voisin de *variegata* Lac., dessins des élytres différents et abdomen roux non marqué de noir ».

6. PLECTONYCHA BROCHONI Brèthes (fig. 9)

Plectonycha brochoni BRETHES, 1925: 15. — BLACKWELDER, 1946: 632.

De la forma de *Pl. lineolata*, pero menor y no tan convexa.

Color: Testáceo. Cabeza con una mancha frontal y otra clipeal negras. Antenas negras. Pronoto con dos manchas negras en el

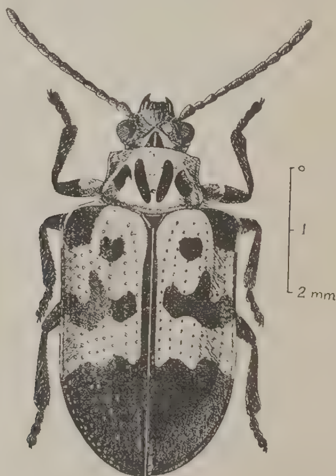


FIG. 9. — *Plectonycha brochoni* Breth.

disco, constreñidas en su parte media. Escudete negro. Cada élitro con las siguientes manchas negras: Dos basales (una de ellas humeral); tres antemedianas, de las que la central algo más avanzada; borde lateral, entre las manchas basales y las postmedianas; tercio apical. Patas negras, los fémures con un anillo testáceo en la mitad basal. Parte inferior negra, con manchas ferrugíneas en los ventritos.

Esta coloración, que corresponde al holotipo en col. Brèthes MBA, puede variar:

Pronoto con cuatro líneas negras longitudinales. Las tres manchas medias elitrales unidas entre sí.

Largo: 6-6,3 mm.

Ancho humeral: 2,2-2,5 mm.

Distribución: Argentina.

Localidad típica: Santa Fe.

Ejemplares examinados: 7.

1 holotipo de Santa Fe (col. Brèthes MBA).
1 paratipo de Santa Fe (col. Bosq, Brochon leg.).
1 Sierras de Córdoba (col. Bridarolli).
2 Córdoba: Tanti (LP).
2 Córdoba, ciudad, marzo 1945 (col. Monrós).

Planta huésped: *Boussingaultia sp.*

7. Plectonycha melanoptera n. sp. (fig. 10)

De forma parecida a la especie anterior, pero de aspecto algo más compacto y algo más corto.

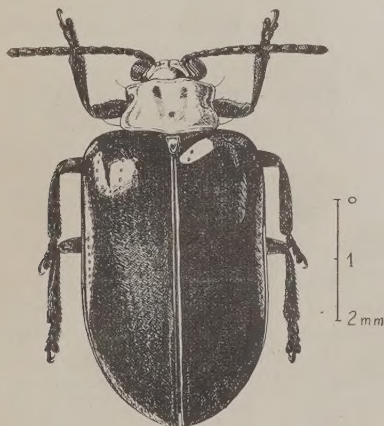


Fig. 10. — *Plectonycha melanoptera* n. sp. Holotipo.

Color: Negro brillante. Cabeza (excepto labro) rojo-anaranjada. Protórax del color de la cabeza; el pronoto con dos manchas lon-

gitudinales algo más oscuras. Escudete con una mancha central rojo-anaranjada.

Largo: 6-6,2 mm.

Ancho humeral: 2,5-2,8 mm.

Distribución: Argentina.

Localidad típica: La Rioja y Tucumán.

Ejemplares examinados: 2.

1 holotipo de la Rioja en col. Monrós, Bosq leg.

1 paratipo de Tucumán LP.

Observaciones: Por su calor se distingue inmediatamente de cualquier otra especie conocida y no puede ser considerada una forma melánica de *P. brochoni*, a la que la aproxima su forma corta y robusta, por ligeras, pero evidentes diferencias en la morfología.

Bibliografía consultada

A) *Obras que se ocupan del género en conjunto*:

Chapuis, M. — « Genres des Coléoptères », vol. 10, 1874, p. 70.

Jacoby & Clavareau. — « Genera Insectorum », fasc. 23, 1904, p. 24.

Lacordaire, Th. — « Monographie des coléoptères subpentamères de la famille des Phytophages », vol. 1, 1845, p. 298.

B) *Catálogos generales*:

Blackwelder, R. E. — « Checklist of the Coleopterous Insects of Mexico Central America, the West Indies, and South America, pt. 4, 1946 (en U. S. National Mus., bull. 185), p. 632.

Bruch, C. — « Catálogo sistemático de los Coleópteros de la República Argentina », parte IX, 1914 (en *Rev. Mus. La Plata* 19), p. 347.

Clavareau en Junk. — « Coleopterorum Catalogus », pt. 51, 1913, p. 84.

C) *Metamorfosis*:

Bruch, C. — « Metamorfosis y biología de Coleópteros Argentinos II. (*Rev. Mus. La Plata* 12). 1906, pp. 205-218, 3 lám.

D) *Obras en que se describen especies*:

Brethes, J. — « Nunquam Otiosus », 4, 1925, p. 15.

Donckier de Donceel, H. — *Annales de la Société Entomologique de Belgique*, vol. 28, comptes rendus, pp. CLI-CLX (sin título).

Lacordaire, Th. — *Loc. cit.*, 1845, pp. 299-301.

Pic, M. — « Melanges exotico-entomologiques », 1916, fsc. 19, p. 18.

Pic, M. — « Opuscula martialia », 1944, fsc. XIII, p. 12.

E) *Daños económicos*:

Bosq, J. M. — « Segunda lista de Coleópteros de la República Argentina, dañinos a la agricultura, 1943 (*Ingeniería Agronómica*, vol. IV, nº 18-22 Bs. Aires), tirada aparte, p. 34.

Buenos Aires, junio de 1947.